

电子工业技术词典

激光技术

国防工业出版社

794

09

73.794

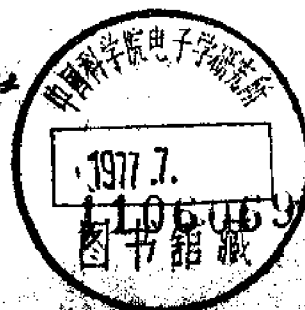
709

电子工业技术词典

激 光 技 术

《电子工业技术词典》编辑委员会 编

国防工业出版社



内 容 简 介

《电子工业技术词典》是在一九六四年出版的《无线电工业技术词典》(试用本)的基础上作了较大修改和增补而编写的。本《词典》是一本为广大工农兵和干部提供的深入浅出、简明实用的工具书。它也可供从事某个具体专业的科技人员在了解电子工业整个领域的全貌、扩大知识面时参考。

本《词典》共有三十四章。正文中各词汇后附有英文对照,书末附有英文索引,合订本中还附有汉字笔画索引。在出版合订本之前,将先分册出版。各分册所包括的章节内容和出版先后次序,将视具体情况而定。

本分册是《词典》第二十八章激光技术,内容包括:激光基础、激光器件、元件及材料,非线性光学,光全息及光信息处理,激光的应用等五节。

DL74/10

电子工业技术词典

激光技术

《电子工业技术词典》编辑委员会 编

*

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业登记证出字第074号

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

•

787×1092¹/₁₆ 印张9¹/₄ 192千字

1977年5月第一版 1977年5月第一次印刷 印数:00,001—23,000册

统一书号:17034·29-21 定价:0.99元

前 言

《电子工业技术词典》是在无产阶级文化大革命伟大胜利的鼓舞下，在学习无产阶级专政理论的热潮中，在电子工业发展的新形势下出版的。它是在一九六四年出版的《无线电工业技术词典》（试用本）的基础上编写的。

原《词典》自发行以来，曾受到广大读者的欢迎，为宣传、普及、推广电子技术知识起了一定的作用。十多年来，在毛主席革命路线的指引下，我国电子工业已有很大的发展，生产规模不断扩大，技术水平迅速提高，技术队伍日益壮大，电子技术的推广应用已引起国民经济各部门的重视，并在社会主义革命和社会主义建设中发挥出作用。目前，电子工业已成为国民经济的一个组成部分，电子工业战线的广大职工正在为实现第四届全国人民代表大会提出的宏伟目标而努力奋斗。为适应这一大好形势，更好地为无产阶级政治服务，为工农兵服务，为社会主义服务，我们对原《词典》进行了一次较大的修改和增补。内容力求反映七十年代电子技术的水平，释文尽量做到简明、通俗。目的是为了向要求对电子工业技术有一般常识的广大工农兵和干部提供一本实用的工具书；同时也可供从事某个具体专业的科技人员在了解电子工业整个领域的全貌和扩大知识面时参考。

本《词典》共分三十四章。其目录如下：

- | | |
|-----------------|-------------|
| 一、电工基础； | 二、基本电子线路； |
| 三、网络分析与综合； | 四、电波传播与天线； |
| 五、信息论； | 六、电阻、电容与电感； |
| 七、厚薄膜电路； | 八、磁性材料与器件； |
| 九、电子陶瓷与压电、铁电晶体； | 十、机电组件； |
| 十一、电线与电缆； | 十二、电子管； |
| 十三、半导体； | 十四、电源； |
| 十五、其它元器件； | 十六、通信； |

十七、广播与电视；

十九、导航；

二十一、电子对抗；

二十三、系统工程；

二十五、微波技术；

二十七、红外技术；

二十九、电声；

三十一、声纳；

三十三、电子测量技术与设备；

十八、雷达；

二十、自动控制与遥控、遥测；

二十二、电子计算机；

二十四、电子技术的其它应用；

二十六、显示技术；

二十八、激光技术；

三十、超声；

三十二、专用工艺设备与净化技术；

三十四、可靠性。

各章互有联系，并尽量避免章节间词汇的重复，故每章只有一定的系统性。

正文前有章节和词汇目录，正文中各词汇后附有英文对照，最后附有汉字笔画索引与英文索引。本《词典》将先分册出版，各分册所包含的章节内容和出版先后次序将视具体情况而定。各分册无汉字笔画索引。

本《词典》的编写工作，自始至终是在毛主席革命路线的指引下，在党的领导下进行的。贯彻了“独立自主，自力更生”的伟大方针，坚持了群众路线，实行了工人、干部、科技人员和生产、科研、教学两个三结合，以及理论联系实际的原则。《电子工业技术词典》本身就是广大群众集体智慧的结晶。它的编写过程也反映了无产阶级文化大革命后我国出版战线上的新气象。

由于我们水平有限，加上时间仓促，虽然作了很大努力，但《词典》中还可能存在不少错误和不妥之处，恳请广大读者及时批评指正。

《电子工业技术词典》编辑委员会

一九七五年十月一日

目 录

一、激光基础

激光	28-1	折射率椭球	28-7
量子电子学	28-1	光子	28-7
光电子学	28-2	原子(离子)的状态和能级	28-7
光波	28-2	能级	28-8
反射定律	28-2	能级图	28-8
折射定律	28-2	基态	28-8
折射率	28-3	激发态	28-8
临界角	28-3	能级的简并	28-8
全反射	28-3	能级的统计权重	28-8
相速度	28-3	量子数	28-8
群速度	28-3	光谱项	28-8
光程	28-3	振动能级	28-8
光程差	28-3	转动能级	28-9
光的干涉	28-3	能级的分裂	28-9
干涉条纹	28-4	塞曼效应	28-9
干涉级序	28-4	斯塔克效应	28-9
光圈	28-4	状态间的跃迁	28-9
相干性	28-4	跃迁几率	28-9
时间相干性	28-4	辐射跃迁	28-9
相干长度	28-5	无辐射跃迁	28-9
空间相干性	28-5	热跃迁	28-9
光的衍射	28-5	自发跃迁	28-9
惠更斯-费涅尔原理	28-6	自发发射	28-9
衍射光栅	28-6	受激跃迁	28-10
光的偏振	28-6	受激发射	28-10
偏振度	28-6	受激跃迁截面	28-10
双折射	28-6	爱因斯坦系数	28-10
寻常光与非常光	28-6	爱因斯坦关系式	28-10
光轴	28-7	禁戒跃迁	28-10
单轴晶体	28-7	能级寿命	28-10
双轴晶体	28-7	亚稳态	28-10
极化率张量	28-7	光吸收系数	28-10

- 吸收截面 28-11
 饱和吸收 28-11
 非线性吸收 28-11
 光谱 28-11
 光谱线 28-11
 吸收谱线 28-11
 发射谱线 28-11
 荧光 28-11
 荧光寿命 28-12
 荧光光谱 28-12
 荧光转换效率 28-12
 荧光分支比 28-12
 激发光谱 28-12
 谱线宽度 28-12
 荧光线宽 28-13
 自然线宽 28-13
 多普勒展宽 28-13
 碰撞展宽 28-13
 均匀展宽 28-13
 非均匀展宽 28-14
 洛伦兹线型 28-14
 高斯线型 28-14
 粒子数反转 28-14
 负温度状态 28-14
 三能级系统 28-14
 四能级系统 28-15
 气体放电 28-15
 非弹性碰撞 28-15
 第一类碰撞 28-16
 第二类碰撞 28-16
 能量共振转移 28-16
 光的增益 28-16
 激活介质 28-16
 介质增益系数 28-16
 负吸收 28-16
 介质增益曲线 28-16
 增益饱和 28-16
 小信号增益 28-17
 饱和参量 28-17
 激光器的振荡条件 28-17
 单程增益 28-17
 单程损耗 28-17
 阈值 28-17
 张弛振荡 28-18
 脉冲尖峰 28-18
 烧孔效应 28-18
 兰姆凹陷 28-18
 反兰姆凹陷 28-19
 光学谐振腔 28-19
 无源谐振腔 28-19
 平面平行谐振腔 28-19
 法布里-珀罗谐振腔 28-19
 谐振腔的稳定性 28-20
 稳定谐振腔 28-20
 非稳定谐振腔 28-20
 谐振腔损耗 28-20
 衍射损耗 28-20
 衍射耦合 28-20
 小孔耦合 28-21
 共焦谐振腔 28-21
 半共焦谐振腔 28-21
 共心谐振腔 28-21
 半共心谐振腔 28-21
 谐振腔的费涅尔数 28-21
 谐振腔的品质因数 28-21
 谐振腔的Q值 28-21
 光学谐振腔的振荡模式 28-22
 横模 28-22
 基模 28-22
 高阶模 28-22
 纵模 28-22
 模体积 28-22
 高斯光束 28-23
 高斯光束的发散角 28-23
 高斯光束的腰 28-23
 模式的简并 28-23

模式竞争	28-23	模式牵引效应	28-24
跳模	28-23	超辐射	28-24
频率牵引效应	28-24		

二、激光器件、元件及材料

激光器输出特性	28-25	激光泵浦	28-28
脉冲输出能量	28-25	电子束泵浦	28-28
脉冲峰值功率	28-25	化学泵浦	28-28
脉冲宽度	28-25	日光泵浦	28-28
脉冲平均输出功率	28-25	核泵浦	28-28
脉冲重复频率	28-25	面泵浦	28-28
输出功率密度	28-25	端泵浦	28-29
输出功率稳定性	28-25	热透镜补偿	28-29
光强空间分布	28-25	固体激光器	28-29
发散角	28-25	红宝石激光器	28-29
激光束亮度	28-26	钕玻璃激光器	28-29
近场图	28-26	钕晶体激光器	28-30
远场图	28-26	铒激光器	28-30
激光输出偏振度	28-26	钛激光器	28-30
激光线宽	28-26	钇铝石榴石激光器	28-30
激光器的噪声	28-26	钼酸钕激光器	28-30
单模工作	28-26	过磷酸钕激光器	28-30
斜率效率	28-26	盘形激光器	28-31
激光器	28-26	锯齿形激光器	28-31
激光振荡器	28-27	覆盖层技术	28-31
单脉冲激光器	28-27	固体激光器热效应	28-31
重复频率激光器	28-27	气体激光器	28-31
巨脉冲激光器	28-27	原子气体激光器	28-32
连续激光器	28-27	惰性气体激光器	28-32
准连续工作	28-27	金属蒸气激光器	28-32
泵浦	28-27	离子气体激光器	28-32
泵浦速率	28-27	分子气体激光器	28-32
泵浦速率分布	28-27	氦氖激光器	28-32
泵浦效率	28-28	氩离子激光器	28-33
光泵浦	28-28	氪镭激光器	28-33
光泵	28-28	二氧化碳激光器	28-33
二极管泵浦	28-28	流动式二氧化碳激光器	28-33
注入式泵浦	28-28	横向放电大气压二氧化碳激光器	28-34

- 高压可调谐 CO_2 激光器 28-34
 一氧化碳激光器 28-34
 氢分子激光器 28-34
 氮分子激光器 28-35
 环形气体激光器 28-35
 远红外分子激光器 28-35
 稳频氦氖激光器 28-35
 稳频 CO_2 激光器 28-35
 双频气体激光器 28-36
 波导式气体激光器 28-36
 内腔式气体激光器 28-36
 针极放电技术 28-36
 双放电技术 28-36
 电子束预电离技术 28-37
 半导体激光器 28-37
 砷化镓P-N结注入式激光器 28-38
 P-N结型激光器的谐振腔 28-38
 阈电流 28-39
 阈电流密度 28-39
 内量子效率 28-39
 外量子效率 28-39
 功率转换效率 28-39
 半导体激光器的突然退化 28-39
 半导体激光器的逐渐退化 28-39
 同质结激光器 28-39
 单异质结激光器 28-39
 双异质结激光器 28-40
 条型激光器 28-40
 大光腔激光器 28-40
 电子束激励半导体激光器 28-41
 分布反馈半导体激光器 28-41
 阵列式半导体激光器 28-41
 雪崩击穿式半导体激光器 28-41
 液体激光器 28-42
 有机螯合物液体激光器 28-42
 无机液体激光器 28-42
 质子惰性液体激光器 28-42
 三氯化磷-二氯亚砷混合体系液
 体激光器 28-42
 激光溶液 28-43
 笼型结构 28-43
 高能振动 28-43
 重原子效应 28-43
 三氯化磷 28-43
 驯服期 28-44
 液体激光光管 28-44
 循环式液体激光光管 28-44
 循环式液体激光器 28-44
 热光畸变 28-45
 染料激光器 28-45
 激光染料 28-45
 染料分子能级图 28-45
 系际交叉跃迁 28-46
 三重态猝灭剂 28-46
 表面活性剂 28-46
 染料池 28-46
 喷嘴 28-46
 染料激光器泵浦技术 28-46
 染料激光器调谐技术 28-47
 化学激光器 28-47
 纯化学激光器 28-47
 传能化学激光器 28-47
 横向激励大气压化学激光器 28-48
 化学激光器引发技术 28-48
 部分反转 28-48
 全反转 28-48
 化学激光器的效率 28-48
 气体动力学激光器 28-49
 二氧化碳气动激光器 28-49
 脉冲气动激光器 28-49
 爆炸泵浦气动激光器 28-49
 气动式化学激光器 28-49
 超音速喷嘴 28-49
 拉瓦尔喷嘴 28-50
 分布反馈激光器 28-50
 单频激光器 28-50

调频激光器	28-50	格兰-汤姆逊棱镜	28-55
可调谐激光器	28-50	格兰-傅科棱镜	28-55
紫外激光器	28-50	波片	28-55
X射线激光器	28-51	半波片	28-56
纤维激光器	28-51	四分之一波片	28-56
薄膜激光器	28-51	分束器	28-56
激活离子	28-51	布儒斯特角	28-56
敏化剂	28-51	布儒斯特窗	28-56
基质	28-51	法布里-珀罗干涉仪	28-56
红宝石	28-52	法布里-珀罗标准具	28-56
钕玻璃	28-52	内调焦平行光管	28-56
钇铝石榴石	28-52	自准直平行光管	28-57
铝酸钇	28-52	集成光学	28-57
氟磷酸钙	28-52	平面介质波导	28-57
硅酸氧磷灰石	28-53	聚光器	28-58
硫氧化钬	28-53	球形聚光器	28-58
光学晶体热处理	28-53	圆筒聚光器	28-58
光学晶体检验	28-53	椭圆筒聚光器	28-58
晶体光学缺陷	28-53	多椭圆筒聚光器	28-58
散射颗粒	28-53	椭球聚光器	28-58
色心	28-53	紧包裹聚光器	28-59
生长条纹	28-54	漫反射聚光器	28-59
晶体激光损伤	28-54	泵灯	28-59
玻璃激光损伤	28-54	脉冲氙灯	28-59
光学镀层激光损伤	28-54	连续氙灯	28-60
偏振器	28-54	汞弧灯	28-60
起偏器	28-54	碘钨灯	28-60
检偏器	28-54	固体脉冲激光器电源	28-60
尼科耳棱镜	28-54	预燃	28-60

三、非线性光学

非线性光学	28-62	倍频效率	28-63
非线性光学效应	28-62	相位匹配	28-64
非线性晶体	28-62	倍频相干长度	28-64
非线性光学系数	28-63	匹配角	28-64
二次谐波发生	28-63	孔径效应	28-65
倍频	28-63	非临界匹配	28-65
腔内倍频	28-63	非线性光混频	28-65

光参量放大	28-65	自旋反转喇曼激光器	28-67
参量过程的相位匹配	28-65	喇曼激光器	28-67
光参量振荡	28-66	受激布里渊散射	28-68
光参量振荡的阈值条件	28-66	自聚焦	28-68
光参量振荡的泵浦饱和	28-66	光自陷	28-68
参量振荡器的频率调谐	28-66	自透明	28-68
频率上转换	28-66	双光子吸收	28-68
受激喇曼散射	28-66	多光子吸收	28-68

四、光全息及光信息处理

波前再现	28-69	卤化银照相乳剂	28-74
全息术	28-69	重铬酸盐明胶干板	28-75
参考波 (束)	28-70	磁光材料	28-75
物体波	28-70	可容许的物体运动速度	28-75
光束比	28-70	光信息处理	28-76
同轴全息术	28-70	非相干光信息处理	28-76
离轴全息术	28-70	相干光信息处理	28-76
李普曼全息术	28-70	透镜的傅里叶变换	28-76
彩色全息术	28-70	空间域和空间频率域	28-77
全息图	28-71	空间频率	28-77
计算机产生的全息图	28-71	功率谱	28-77
衍射效率	28-71	空间带宽积	28-77
记录介质	28-71	线性光学系统	28-77
振幅透过率	28-72	空间不变性	28-78
黑度	28-72	线性空间不变光学系统	28-78
曝光量	28-72	光瞳函数	28-78
颗粒度	28-72	刃边函数	28-78
斑点效应	28-72	点扩散函数	28-78
胶片特性曲线	28-72	光学传递函数	28-78
热塑料	28-72	空间滤波	28-79
全息干涉测量术	28-73	空间滤波器	28-79
全息元件	28-73	全息滤波器	28-79
全息光栅	28-73	光学匹配滤波器	28-79
全息透镜	28-74	逆滤波器	28-79
无损检验	28-74	计算机制作的滤波器	28-79
全息显微术	28-74	空间调制	28-79
空间载波	28-74	Y校正	28-80
全息信息存储	28-74	光束扩展器	28-80

傅里叶变换透镜	28-80	光学卷积	28-81
液体门	28-80	像质改善	28-81
光学频谱分析	28-80	图像识别	28-81
光学相关	28-80		

五、激光的应用

巨脉冲技术	28-82	磁光效应	28-87
Q突变	28-82	法拉第效应	28-87
Q开关	28-82	光学法拉第旋转隔离器	28-88
转镜式Q开关	28-82	√ 光弹效应	28-88
电光Q开关	28-82	√ 声光效应	28-88
声光Q开关	28-82	√ 声光材料	28-89
饱和吸收Q开关	28-83	电光调制	28-89
染料Q开关	28-83	磁光调制	28-90
饱和吸收剂	28-83	声光调制	28-90
爆裂膜Q开关	28-83	速度匹配	28-90
√ 腔倒空	28-83	光脉冲调制	28-90
脉冲透射式工作	28-83	光偏转	28-90
光调制器	28-84	可分辨点数	28-90
腔内调制	28-84	机械光偏转器	28-90
腔外调制	28-84	声光偏转器	28-90
光行波调制器	28-84	电光偏转器	28-91
光偏振调制	28-84	选模技术	28-91
光强度调制	28-84	选横模	28-91
光相位调制	28-85	小孔选模	28-91
光幅度调制	28-85	选纵模	28-91
光频率调制	28-85	短腔选模	28-91
电光效应	28-85	法布里-珀罗标准具选模	28-92
平方电光效应, 克尔效应	28-86	耦合腔技术	28-92
克尔盒	28-86	锁模技术	28-92
线性电光效应, 普克尔效应	28-86	锁横模	28-93
普克尔盒	28-86	调幅锁模	28-93
消光比	28-87	调频锁模	28-94
开关时间	28-87	被动锁模	28-94
开关角	28-87	自锁模	28-94
动静比	28-87	腔内损耗调制	28-94
光偏置	28-87	光脉冲压缩技术	28-94
半波电压	28-87	超短光脉冲	28-94

- 双光子荧光法 28-94
 注频锁相技术 28-95
 光脉冲放大技术 28-95
 激光放大器 28-95
 光脉冲整形技术 28-95
 激光的频率稳定 28-95
 激光的频率稳定性(度)、再现性、
 重复性 28-96
 兰姆凹陷稳频 28-96
 无源腔稳频 28-96
 塞曼效应稳频 28-97
 饱和吸收稳频 28-97
 线性吸收稳频 28-97
 准行波吸收稳频 28-98
 偏频锁定 28-98
 眼的激光防护 28-98
 激光护目镜 28-98
 皮肤的激光防护 28-99
 激光干涉测量 28-99
 激光干涉仪 28-99
 激光长度基准 28-99
 光频标 28-100
 激光精密测长 28-100
 激光绝对重力计 28-100
 激光测量振动 28-100
 激光测量地震 28-100
 激光自动比长仪 28-101
 激光测厚 28-101
 激光光学检验 28-101
 激光陀螺 28-101
 激光加速度计 28-102
 激光多普勒测速 28-102
 绝对光频测量 28-102
 激光测量导热率 28-102
 激光加工 28-102
 激光加工机 28-103
 激光束聚焦 28-103
 激光打孔 28-103
 激光动平衡 28-103
 激光切割 28-104
 激光破碎 28-104
 激光焊接 28-104
 引线的激光焊接 28-104
 激光密封 28-104
 激光蒸发与淀积 28-105
 激光布线 28-105
 激光刻槽 28-105
 激光微调 28-105
 激光局部加热 28-105
 激光区域熔化 28-105
 全息掩模技术 28-105
 激光测距 28-106
 激光脉冲测距方程式 28-106
 脉冲激光测距仪 28-107
 连续波调幅激光测距 28-107
 连续波调频激光测距 28-108
 连续波副载波调频激光测距 28-108
 激光测距仪噪声 28-108
 激光测距最小作用距离 28-108
 目标特性 28-108
 合作目标 28-108
 后向反射器 28-109
 测距分辨率 28-109
 测距精度 28-109
 测距准确度 28-109
 消光试验 28-109
 气象激光雷达 28-109
 激光多普勒雷达 28-110
 喇曼散射激光雷达 28-110
 米氏散射激光雷达 28-110
 水下激光雷达 28-110
 激光测云仪 28-110
 测距经纬仪 28-111
 激光人造卫星测距 28-111
 激光月球测距 28-111
 激光通信 28-111

激光通信的发送设备	28-111	时间分选	28-118
激光通信的接收设备	28-112	光频时分复用	28-119
光学选通	28-112	光频频分复用	28-119
发射孔径	28-112	计算机激光技术	28-119
接收孔径	28-112	光存储	28-119
视场角	28-112	逐位存储	28-120
相对孔径	28-113	光束寻址存储	28-120
开卜勒望远镜	28-113	激光诊断等离子体	28-120
伽里略望远镜	28-113	激光产生等离子体	28-120
准直	28-113	激光加热等离子体	28-120
信标光束	28-114	激光核聚变	28-121
天线增益	28-114	激光向心爆炸	28-121
通道复用	28-114	激光光谱学	28-121
波前匹配	28-114	激光微区分析	28-121
衍射限制的视场	28-115	激光显微光谱分析仪	28-121
激光传输	28-115	激光分离同位素	28-122
大气衰减	28-115	激光诱导化学反应	28-122
瑞利散射	28-115	激光裂解色谱	28-122
米氏散射	28-116	农业激光技术	28-122
湍流效应	28-116	激光诱变	28-122
强度起伏	28-116	激光育种	28-122
相位起伏	28-116	激光实验室安全守则	28-122
方向起伏	28-116	激光生物效应	28-123
天文折射	28-116	激光手术刀	28-123
光学波导传输	28-116	激光在眼科中的应用	28-123
空腔波导	28-117	激光治疗肿瘤	28-123
光学透镜波导	28-117	激光在牙科中的应用	28-123
光学纤维波导	28-117	激光治疗皮肤病	28-123
自聚焦光学纤维	28-117	激光测大气污染	28-123
激活光学纤维	28-117	激光准直仪	28-124
非相干探测	28-117	激光导向仪	28-124
直接探测	28-118	单晶晶轴激光定向仪	28-124
相干探测	28-118	激光电视	28-124
光外差探测	28-118	激光武器	28-124
零差探测	28-118	激光阵列	28-125
空间分选	28-118	强激光大气传输	28-125

一、激光基础

激光

laser

激光就是受激光发射。

当激光工作物质的粒子(原子或分子)吸收了外来能量后,就要从基态(能量最低状态)跃迁到高能态。但这种状态是不稳定的,而要自发地回到一个亚能态。粒子在亚能态的寿命较长,所以粒子数目就不断积累增加。当高能态的粒子数多于基态的粒子数(即所谓粒子数反转)时,此时如受到波长相当于两状态能量之差的电磁波的刺激,粒子就要跌落到基态并放出同一性质的光子,光子又激发其它粒子也跌落到基态,释放出新的光子。这样便起了放大作用。如果在一个光谱谐振腔里反复作用,便构成光振荡,并发出强大的激光。就叫受激光辐射。

激光是一种新型光源,它和普通光源的区别在于发光的微观机制不同。普通光源的发光是以自发辐射为主,各个发光中心发出的光波无论方向、位相或者偏振态都是各不相同的。激光的光发射则是以受激辐射为主,各个发光中心发出的光波都具有相同的频率、方向、偏振态和严格的位相关系。

由于这个基本差别,激光具有强度高或亮度高、单色性好、相干性好和方向性好这几个基本特性。在这几个方面,激光与普通光相比,产生了几十个甚至十几个数量级的飞跃。例如:一台高水平的红宝石巨脉冲激光器,比高压脉冲氙灯的亮度提高了37亿倍;一台氮氟气体激光器产生的激光谱线,其单色性比氙灯发出的谱线提高了几十万倍;就相干性来说,只是在激光出现之后,才第一次找到了理想的相干光源;就方向性来说,

激光光束的发散角仅为最好探照灯的几百分之一。

激光是光学、光谱学与电子学发展到一定阶段和相互结合的必然产物。它的出现不仅标志着人类对自然认识的深化,而且是整个科学技术领域中的一次深刻变革。它不仅使光学的面貌焕然一新,而且已经和将要影响到工程技术、物理、化学、生物、医学、军事等各个部门。

激光具有广阔的应用前景。例如:工业上的激光打孔、切割、焊接;农业上用激光辐照改良种子、改变遗传物性;医学上的激光焊接视网膜和激光“光刀”;精密测量上用激光作长度基准和光频标准,测量地球形变和大陆漂移等;国防建设上的激光测距、激光雷达、激光通信、激光制导、激光引发以及直接将激光作为武器。还可用激光进行“全息照相”。在科学实验方面,由于激光大大提高了时间、空间和光谱测量的分辨率,因而必将进一步扩展人们对微观世界的认识和利用;此外,用激光来实现受控热核聚变的研究正在深入开展。

量子电子学

quantum electronics

量子电子学是伴随着微波量子放大和激光的出现而开创的研究领域。它的目的是,将物质内部微观运动(这种运动遵从量子力学规律)的能量直接转变为各个波段的相干电磁波,并利用原子、分子内部的能级之间的跃迁来实现传统电子学的各项任务。可以说,量子电子学是将微观物理学与电子学结合起来,在所有波段研究激射原理,激射器件以及相干辐射与物质相互作用的一个边缘

学科。它现阶段的基本内容和任务是：

1. 研究能产生激光的工作物质：等离子体、气体、固体、液体、半导体，研究其中原子、分子能级和能级间的跃迁几率、弛豫规律，能量转移过程以及与电磁波的各种相互作用，探明激光产生的内在可能性和效果；2. 研究激光产生的机制，包括腔模分析，实现粒子数反转的途径、激励方式和运转方式等，并探索产生强相干光的新机制；3. 研究激光光场的相干性和统计性；4. 研究强相干光与物质的相互作用；5. 研究激光的各种电子学和电子工程问题，包括传输、放大、振荡、倍频、参量、调制、偏转、超短脉冲、连续可调谐、相干接收、全息和信息处理、集成光学等技术。

光电子学

optical electronics

在激光领域中，是指光频电子学。由于激光器的出现，提供了光频波段的相干电磁振荡源。今天无线电频率下的几乎所有传统电子学概念、理论和技术原则上都可以延伸到光频波段，例如放大、振荡、倍频、参量、调制、信息处理、通信、雷达、计算机等等，只是它们的技术形式有所不同罢了。这样电子学又打开了一个新的天地，过去在电子学和光学之间的鸿沟已不复存在。光学在物理学的发展史上是比较老的，曾经作过不少的理论贡献。激光的发现，崛起了光电子学这一新兴学科，使它又成为一个很重要的工程技术领域。

光电子学有时也狭义地专指光-电子转换器件及其应用的领域(opto-electronics)。器件主要有半导体光电器件、发光器件和摄像管、变像管、显像管等。由于激光的出现和半导体技术的进步，使它的发展越来越快，在工业和军事上的应用越来越广。

光波

optical wave

光波是一种电磁波，其频率范围为 $10^{12} \sim 5 \times 10^{16}$ 赫，波长范围为 0.3 毫米~60 埃。光波通常分为紫外、可见、红外三个波段，其波长、频率和波数范围见表。

	波 长	波数(厘米 ⁻¹)	频率(赫)
紫外	60~ 4000埃	$1.7 \times 10^6 \sim$ 2.5×10^4	$5 \times 10^{16} \sim$ 7.5×10^{14}
可见	4000~ 7600埃	$2.5 \times 10^4 \sim$ 1.3×10^4	$7.5 \times 10^{14} \sim$ 4×10^{14}
红外	7600埃~ 0.3毫米	$1.3 \times 10^4 \sim$ 3.3×10^3	$4 \times 10^{14} \sim$ 1×10^{12}

表中“埃”为长度单位，1埃=10⁻⁸厘米；波数是波长的倒数，单位为厘米⁻¹。

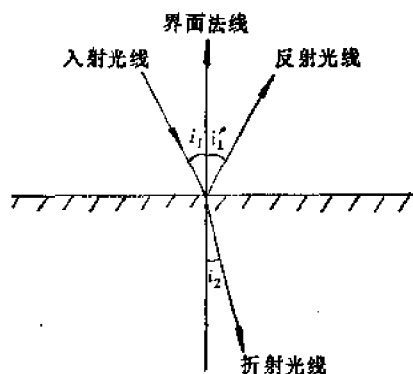
反射定律

the law of reflection

光线在不同介质界面上会发生折射和反射。反射定律是：

1. 反射光线和入射光线以及界面的法线均位于同一平面内（如图所示）；
2. 入射角等于反射角， $i_1 = i_1'$ 。

图中 i_1 为入射角， i_1' 为反射角， i_2 为折射角。



光的反射和折射

折射定律

the law of refraction

折射定律是（见“反射定律”图），

1. 折射光线和入射光线以及界面的法线均位于同一平面内；
2. 折射角的正弦和入射角的正弦有如

下关系:

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

式中 n_1 和 n_2 分别为第一介质和第二介质的折射率 (见“折射率”)。

光的折射反映了光波在两种介质中传播速度的不同。

折射率

refractive index

又称折射指数。某种介质的折射率 n 为:

$$n = \frac{\text{真空中的光速}}{\text{介质中的光速}}$$

因此, 真空的折射率为 1。介质的折射率通常与波长有关, 这种情况称色散。

临界角

critical angle

光从折射率大的介质进入折射率小的介质时, 折射角大于入射角 (见“折射定律”), 折射角为 90° 时的入射角叫做临界角。当入射角大于临界角时, 光就不能进入第二介质的内部, 因而只有反射光, 这种现象称为全反射。利用全反射现象可制成全反射棱镜等光学元件。

全反射

total reflection

见“临界角”。

相速度

phase velocity

单色波传播途中相位相同的各点在空间所形成的面叫做波阵面 (又称波前)。波阵面的移动速度称为相速度。

群速度

group velocity

实际上的光波都是只存在于有限时间和有限空间中的波列, 它可以看作是许多不同频率的正弦波的叠加。这个有限波列称为波群或波包。波群的传播速度叫做群速度, 它实际上是波群携带的能量的传播速度。一般说来, 它和相速度并不相等。只有在各向同

性介质中, 并且可以略去介质的色散时, 群速度才等于相速度。不略去色散时, 群速度 u 与相速度 v 的关系为:

$$u = v - a\lambda$$

式中 λ 是波群的平均波长, a 是 v 随 λ 的变化率。

光程

optical path

光在介质中通过的路程和介质折射率的乘积称为光程。因为介质的折射率等于真空中光速与介质中光速之比, 所以光程也就是在相同时间内光在真空中通过的路程。

光程差

optical path difference

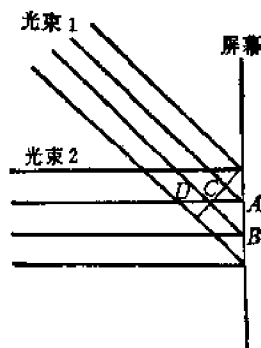
光程的差值叫做光程差, 常用来分析各种干涉和衍射现象。

光的干涉

interference of light

频率相同的两束光相遇时, 在相遇区域中各点的光强不等于这两束光在该点的光强之和, 这种现象称为光的干涉。

因为每一点的光场等于这两束光在该点的光场之和, 所以, 如果在该点两束光的相位差为零 (或 2π 的整数倍), 则合成光场的振幅最大; 如相位差为 π (或 π 的奇数倍), 则合成的振幅最小。这样, 在相遇区域中会观察到明暗交替的光强分布。例如, 下图所示情况, 光束 1 到达 A 点和 B 点的光程差为 $BD - AC$, 如果在 A 点观察到最亮, 即两



光的干涉

束光在 A 点相位差为零, 则当 $BD-AC$ 为半波长的偶数倍时, 两光束在 B 点的相位差为 2π 的整数倍, 在 B 点将观察到最亮; 当 $BD-AC$ 为半波长的奇数倍时, 两光束在 B 点的相位差为 π 的奇数倍, 在 B 点将观察到最暗。于是在屏上将出现明暗交替的条纹。这种条纹称为干涉条纹。

干涉条纹

interference fringe

见“光的干涉”。

干涉级序

order of interference

见“光的干涉”。在屏上观察到的各条亮纹, 相应于光程差 $\Delta L = m\lambda$ (m 为整数, λ 为波长) 中的 m 取不同值。通常把 m 称为相应亮纹的干涉级序。

光圈

light rings

加工光学元件的平面或球面时, 常常用一个标准的平面或球面和被加工面相接触来进行检验。入射光在被加工面和标准面上都有反射, 这两束反射光形成干涉图样, 观察干涉图样的形状可以判定被加工面与标准面的差别, 判断是否满足公差要求和应该怎样修改。通常将这种干涉图样叫“光圈”。例如, 在磨制光学平面时, 若观察到如下图所示的同心圆状的条纹, 则表明工件是凸球面,



光圈的数目表明了工件和标准平面的公差。所以, 加工一个光学元件, 除了标明材料的几何尺寸外, 必须标明“光圈”和表面光洁度。“光圈”表示被加工面和规定的几何尺寸之间的公差。

相干性

coherence

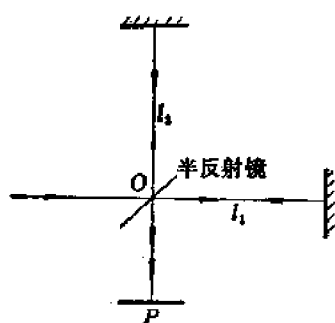
两束光相遇时, 如能形成比较清晰的干涉图样, 或接收到稳定的拍频信号, 则称这两束光是相干的 (见“光的干涉”)。因此, 要两束光是相干的, 就要求在相遇区域的每一点之间具有比较稳定的相位差。事实上, 由于光源发射过程的特点、光的传播过程中受到的扰动, 光束的振幅和相位总是有不同程度的无规涨落的。如果两束光的无规涨落是相互关联的 (例如它们是由同一束光中分出来的), 那么这种无规涨落将不会引起两束光相位差的变化, 这时这两束光就是相干的。相反, 如两束光的无规涨落是完全互不关联的, 那么它们的相位差将经受无规则的变化, 这时就完全得不到干涉图样, 因而它们是不相干的。也有这样的情况: 两束光的无规涨落仍有一定程度的关联, 相位差的无规变化是比较有限的, 则仍可观察到干涉图样或拍频信号, 但不很清晰和稳定, 这称为部分相干。

把两束光相干性的概念推广, 可把光波波场中各个时刻到达空间各点的光波之间的相干情况叫做光场的相干性。它既反映了光源发射过程 (不同时刻的不同部分的发射之间) 的相干性, 又反映了传播过程中所受无规扰动的影响。

时间相干性

temporal coherence

不同时刻由同一点出发的光波之间的相干性称为时间相干性。例如下图的迈克尔逊 (Michelson) 干涉仪。这是通常用来测量微小长度变化的一种装置, 通过光路 1 的光



迈克尔逊干涉仪

波和通过光路 2 的光波在 P 处相遇, 两列光波由 O 点出发的时间延迟是 $\tau = 2(l_1 - l_2)/c$ (c 为光速), P 处是否能观察到光的干涉, 干涉现象的明显程度怎样, 就取决于这两列光波是否相干和相干的程度。通常把这两列光波开始基本上不相干的延迟时间 τ_m 叫做相干时间。在图示这个装置中, 也就是当 $l_1 - l_2 > c\tau_m/2$ 时, P 处就基本上观察不到光的干涉现象了。所以, 使用这种装置时, 必须维持 $l_1 - l_2$ 小于 $c\tau_m/2$ 。时间相干性是和光的谱线有一定的宽度紧密联系的, 这也可从 P 处观察光的干涉这个例子看得出来 (见“相干长度”), 大致上相干时间 τ_m 可用光的谱线宽度的倒数 $1/\Delta\nu$ 来估计。因此, 光的单色性愈好, 相干时间就愈长, 时间相干性就愈好。

相干长度

coherence length

见“时间相干性”, 通常把相干时间和光速的乘积叫相干长度。从另一角度看, 在“时间相干性”一词的装置中, 干涉的强度决定于这两束光的光程差 Δl ($\Delta l = 2(l_1 - l_2)$)。当光程差为波长的整数倍时, 亦即 $\Delta l = m\lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) 时为干涉极大。由于任何单色光源都有一定的波长范围, 设单色光的中心波长为 λ_0 , 线宽为 $\Delta\lambda$ (见“谱线宽度”), 则当光程差大到一定程度后, 会出现这样的情况: 波长为 $\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 的光为

m 级极大时, 波长为 $\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 的光恰为 $m + 1$ 级极大, 这时的干涉花样就很模糊了。这时相应的光程差为:

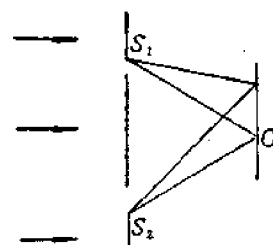
$$\Delta l_m = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta\nu}$$

因此, Δl_m 就是可以观察到干涉现象的最大光程差。这个最大光程差 $\Delta l_m = c/\Delta\nu$ 就称为相干长度。恰好, $\Delta l_m = c\tau_m$ 。

空间相干性

spatial coherence

指同一时间, 由空间不同点出发的光波的相干性。例如图示的杨氏 (Young) 双缝实验装置, 通过缝 S_1 和 S_2 的光波, 在 O 处是否互相干涉, 干涉现象是否明显, 就表明光场中 S_1 和 S_2 两位置的相干程度。很明显, 要在屏上观察到干涉条纹, 亦即不仅在 O 处, 而且在屏的其它地方发生干涉, 则还需要在不同时间到达 S_1 和 S_2 的光波 (或者说, 由不同时间出发通过 S_1 和 S_2 而同时到达屏中同一点的光波) 是相干的。所以, 时间相干性与空间相干性是紧密相联的。



杨氏双缝实验

光的衍射

diffraction of light

衍射 (或称绕射) 是光的波动性的反映。当光遇到障碍物时, 它可以绕过障碍物到达按几何光学 (即把光看成是直线传播的光线) 要成为“阴影”的区域, 这种现象称光的衍射。如果障碍物比光波波长大得多, 衍射现象就不明显, 只表现在障碍物边缘附近。如障碍物较小, 则衍射现象明显。

惠更斯-费涅尔原理

Huygens-Fresnel principle

分析光场中两个相继的面上光场分布的关系时,可以把面1上各点看作是新的波源;面2上的光场分布,就是这些点波源发出的波(通常把这些波称作“子波”)在该面上相干叠加的结果。这种分析方法叫做惠更斯-费涅尔原理。例如,光学谐振腔中第二面反射镜上的光强分布,可以看作是另一反射镜面上各点发出的“子波”的叠加。

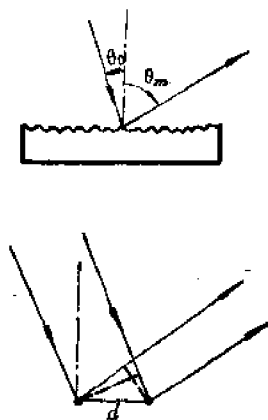
衍射光栅

diffraction grating

最常用的光栅是平面反射光栅,它是一块具有大量相互平行、等宽、等距刻线的平面反射镜。如把一束波长为 λ 的平行光,以 θ_0 角入射到镜面,各刻线反射的光波,在满足以下条件(称布喇格条件)的方向上是加强的:

$$\frac{d(\sin\theta_m - \sin\theta_0)}{\lambda} = m$$

m 为整数, d 为相邻刻线之间的线距(常称光栅常数)。所以,除了按通常反射定律的反射光(相当于 $m=0$)外,还可在一系列特定方向上观察到加强了衍射光,分别称为零级、一级、二级等衍射光。因此,光栅是一个色散元件,可用它测量波长,在激光技术中还用它作选择波长的反射元件等。除



衍射光栅

反射光栅外,适应于各种应用的要求,还有透射光栅、凹面反射光栅等,工作原理是相似的。

光的偏振

polarization of light

光是一种电磁波,电磁波是横波,即电磁振动方向与传播方向垂直。电矢量可以在垂直传播方向上做各种形式的运动。如果电矢量只在垂直传播方向的某一个方向上振动,则这种光叫线偏振光。如果电矢量是在垂直传播方向上做椭圆或圆运动,则叫做椭圆或圆偏振光。在电磁波中,电矢量的运动状态称为偏振态。

偏振度

degree of polarization

光波电矢量的方向称为光的偏振方向,实际上它也会常常发生无规的变动。具有完全确定的偏振方向的光称线偏振光。椭圆偏振光可以看作是两列偏振方向相互垂直,相角差 $\pi/2$ 的线偏振光的叠加(圆偏振光是椭圆偏振光的特殊情况)。偏振方向完全不确定的光称自然光。实际的光束常常是部分偏振的,它的偏振度定义为偏振部分的强度和整个光强之比。这是一个可以直接测量的量。

双折射

double refraction

在通常介质中,光的传播速度与它的偏振方向无关。但有些介质中,光的速度与偏振方向有关,这种介质称各向异性介质。光在各向异性介质中传播时,对应着两个不同的偏振方向,光具有两个不同的折射率。所以,当一束光进入这种介质时,一般情况下会分成两束偏振方向不同的光,向两个方向折射。这种现象称为双折射。

寻常光与非常光

ordinary light and extraordinary light

光在单轴晶体中传播时,一般情况下,会分成两种偏振方向互相垂直,传播速度各

不相同的光。一种光，其速度不随传播方向而变，称作寻常光；另一种光，其速度随传播方向不同而不同，称作非常光。

光轴

optical axis

指各向异性晶体的某一特殊方向，沿这个方向传播的光束，其折射率与偏振方向无关。只有一个光轴的晶体称为单轴晶体，例如方解石、石英、磷酸二氢钾 KDP 等，有两个光轴的晶体称为双轴晶体，例如云母、晶体硫磺等。

单轴晶体

uniaxial crystal

见“光轴”。

双轴晶体

biaxial crystal

见“光轴”。

极化率张量

tensor of polarizability

在各向同性的介质中，极化矢量 \vec{P} 与电场强度 \vec{E} 的方向是相同的，且

$$\vec{P} = \alpha \vec{E}$$

α 称为介质的极化率。而在各向异性的晶体中，在电场 \vec{E} 的作用下所产生的极化矢量 \vec{P} 与 \vec{E} 的方向不一样，场强 \vec{E} 与极化矢量 \vec{P} 的关系如写成分量形成，应为

$$P_1 = \alpha_{11}E_1 + \alpha_{12}E_2 + \alpha_{13}E_3$$

$$P_2 = \alpha_{21}E_1 + \alpha_{22}E_2 + \alpha_{23}E_3$$

$$P_3 = \alpha_{31}E_1 + \alpha_{32}E_2 + \alpha_{33}E_3$$

P_1 、 P_2 、 P_3 和 E_1 、 E_2 、 E_3 分别是 \vec{P} 和 \vec{E} 在三个坐标轴上的分量。这个关系式中引进的 9 个参数 α_{ij} 称作极化率张量。

折射率椭球

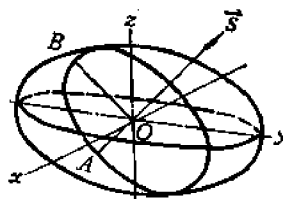
index ellipsoid

各向异性介质中，光的折射率是与它的偏振方向有关的。这种关系可以用一个椭球面来描写。椭球的半径方向表示光的振动方向，半径的大小表示相应于这个振动方向的

偏振光的折射率。这个椭球叫做折射率椭球。它可表示为：

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1$$

式中 n_x 、 n_y 、 n_z 是三个主轴 (x 、 y 、 z) 的半径大小，也就是振动方向在三个主轴方向上的偏振光的折射率。折射率椭球的三个主轴方向是与晶体结构中某些特定方向相联系的。通常，可以用这个椭球来分析不同传播方向的光的双折射。如图示， \vec{s} 是光的传播方向。



折射率椭球

播方向，通过原点，与 \vec{s} 垂直的平面与椭球面的交线是一个椭圆。这个椭圆的长轴和短轴的方向是沿 \vec{s} 传播的光的两个互相垂直的振动方向，它的半长轴 (\overline{OB}) 和半短轴 (\overline{OA}) 的大小分别为与该振动方向相对应的偏振光的折射率。

光子

photon

构成电磁场的基本粒子叫做光子。光子具有能量 $h\nu$ ，动量 $h\nu/c$ 。 ν 是相应的光波的频率， c 是光在真空中的速度。 h 是普朗克常数。光为物质的相互作用，实质上就是发射或吸收光子。这个过程满足能量和动量守恒定律。

原子(离子)的状态和能级

states and energy levels of the atom (ion)

原子(或离子)都是由原子核和围绕核运动的一群电子组成的。这类微观粒子系统的运动规律，是和宏观物体的运动规律不同的。实践证明，原子处于稳定运动状态的内能，亦即电子绕核运动的总能量，只能取一系列不连续的确定的分立值。这些能量分立

值称为原子的能级。与之相应的稳定运动状态，简称为原子的定态。

能级

energy level

见“原子的状态和能级”。

能级图

energy level diagram

为了形象起见，人们往往按微观粒子系统稳定态能量的大小，取某一比例一定高度的水平线来代表系统的能级，这就叫做系统的能级图。通常为了简明扼要，并不一定在能级图上画出所有能级，而只画上与所研究的物理现象有关的能级。

基态

ground state

微观粒子体系（如原子、离子、分子）

能量最低的状态称为基态。

激发态

excited state

微观粒子系统的能量高于基态的一切状态统称为激发态。处于激发态的微观粒子均存在跃迁回基态的可能性。

能级的简并

degeneracy of energy level

在某些情况，对应于某一能级 E ，微观粒子系统，可以有几种不同状态，这种情况称为能级的简并。同一能级的不同状态数 g 称为该能级的简并度。

能级的统计权重

statistical weight of the level

即能级的简并度（见“能级的简并”）。

量子数

quantum number

通常，为了标志微观粒子系统的定态，只用它所具有的能量（即能级）是不够的，例如氢原子的能级为

$$E_n = -\frac{E_0}{n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

E_0 是氢原子的基态能量。但每个能级中，包

含 $2n^2$ 个定态，相应于电子绕核运动的不同角动量及其取向，还有电子的取向。分析表明，角动量的值也是分立的，只能取值 $\sqrt{l(l+1)}\frac{h}{2\pi}$ ，其中 h 为普朗克常数， $l = 0, 1, 2, \dots$ ；角动量在空间的取向也只能取分立的 $2l+1$ 个方向，相应于它在指定方向上的投影为 $m_l\frac{h}{2\pi}$ ， m_l 取 $-l$ 到 $+l$ 间的整数值；电子的固有动量矩——自旋等

于 $\frac{\sqrt{3}}{4\pi}h$ ，只能有两个取向，相应于它在指定

方向上的投影为 $\frac{h}{4\pi}$ 和 $-\frac{h}{4\pi}$ 。所以标志氢原子的定态需要用 n, l, m_l, m_s 四个数字，这四个数字就称为氢原子定态的量子数。不同类型的粒子系统，它的量子数代表的运动性质是不同的。

光谱项

spectroscopic terms

这是光谱学中用来表示原子（或离子）所处能量状态的标志。标志原子的状态，通常只要用三个量子数，轨道角动量量子数 L ，自旋角动量量子数 S 和总角动量量子数 J 。将这三个量子数用一个统一的符号 $^{2S+1}L_J$ 表示，这个符号便可表示原子的能量状态。而称这个被表示的能量状态的光谱项为 $^{2S+1}L_J$ 。

不过习惯上写在该符号中央的不是量子数 L 的数值，而是代表该数值的一些英文字母。 L 的数值与英文字母的对应关系为

$$\begin{array}{cccccccc} L = 0, & 1, & 2, & 3, & 4, & 5, & 6, & \dots \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow & \\ S, & P, & D, & F, & G, & H, & I, & \end{array}$$

例如光谱项 $4F_{3/2}$ 所标志的状态，其各量子数的数值为 $L = 3$ ， $S = 3/2$ ， $J = 3/2$ 。

振动能级

vibrational levels

由于分子内部原子间的相对振动而产生的振动能量，也只能是一系列分立值

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad v = 0, 1, 2, \dots$$

这一系列振动能量的分立值称为振动能级。

ν 是振动频率, ν 是振动量子数。

转动能级

rotational levels

分子绕质心转动的动能也只能取一系列分立值,

$$E_l = BJ(J+1) \quad J=0, 1, 2, \dots$$

这就是分子的转动能级。 B 是由分子的特性决定的常数, J 是转动量子数。每个转动能级的简并度为 $2J+1$, 相应于转动角动量的 $2J+1$ 个取向。

能级的分裂

split of energy level

微观粒子系统在外场(如电场, 磁场等)作用下, 原来具有相同能量的状态发生了改变, 变成具有不同能量的状态。结果原来的一个能级分裂成为几个能级。这种现象称为能级的分裂。

塞曼效应

zeeman effect

光谱线在磁场中的分裂称为塞曼效应。由于外磁场方向与原子的角动量间夹角不同, 因而使得原子获得不同的附加能量, 引起能级分裂和谱线分裂。

塞曼效应中谱线分裂的大小近似正比于磁场的大小, 分裂的情况(分裂的数目、相对的强度、各谱线的偏振)和磁场的取向及光束的取向有关。

斯塔克效应

stark effect

在外电场中, 原子发射的谱线受电场影响而分裂成几条, 此现象称为斯塔克效应。斯塔克效应是由于外电场与原子的轨道角动量间有不同的夹角, 使原子获得不同的附加能量, 而引起能级分裂和谱线分裂。

状态间的跃迁

transition between the states

指微观粒子(原子、分子等)从某一状

态到另一状态的过渡, 有时也称为能级间的跃迁。例如一个处于能量较高的激发态的原子发射一个光子而跃迁到能量较低的激发态或基态时可简称为原子从高能级跃迁到低能级。设初始态能量为 E_2 , 终态能量为 E_1 , 发射的光子频率为 ν , 则 $h\nu = E_2 - E_1$, h 为普朗克常数。

跃迁几率

transition probability

设某能级上原有的粒子数为 N , 平均每单位时间跃迁到另一能级的粒子数为 ΔN , $\Delta N/N$ 称为粒子从这个能级到另一能级的跃迁几率。

辐射跃迁

radiation transition

处于高能级的粒子跃迁到低能级时, 能量的改变是以光的形式辐射出去的叫作辐射跃迁。

无辐射跃迁

radiationless transition

处于高能级的粒子跃迁到低能级时, 能量的改变是以热或其它非辐射的形式交出去的叫作无辐射跃迁。

热跃迁

thermal transition

见“无辐射跃迁”。

自发跃迁

spontaneous transition

处在高能级上的粒子, 有一定几率, 自发地发射光子, 跃迁到较低能级上去, 这种过程叫做自发跃迁。这样的发射叫做自发发射。从能级 1 自发跃迁到能级 2 的速率(即单位时间自发发射的光子数)等于 $A_{12}N_1$, N_1 是处在能级 1 上的粒子数, A_{12} 是比例常数, 与外界条件无关。

自发发射

spontaneous emission

见“自发跃迁”。

受激跃迁

induced transition

又称感应跃迁或诱导跃迁,是由于光作用于原子而导致的状态间的跃迁。作用于原子的入射光子的能量 $h\nu$ 必须等于跃迁的两状态之间的能量差。由低能态到高能态的受激跃迁就是通常的光吸收。由高能态到低能态发生受激跃迁时,同时发射出一个与入射光子的特性(频率、方向、偏振等)相同的光子,就称为受激发射。吸收过程与受激发射过程的跃迁几率是相等的,并且与入射光强成正比,可表示为 $B_{12}\rho(\nu)$ 。其中 $\rho(\nu)$ 是入射光能量频谱密度。1 表示初始态,2 表示终态, B_{12} 是一个比例常数。

受激发射

stimulated emission

见“受激跃迁”。

受激跃迁截面

induced transition cross section

光吸收的过程,实际上是光子与原子发生非弹性碰撞的过程,在碰撞过程中,原子吸收光子而发生受激跃迁。如果单位体积内有 N_m 个处于能级 E_m 的原子,而光子流的通量密度(即单位时间通过单位面积的光子数)为 ϕ ,则通过 dz 距离后光子流通量密度的减少值 $-d\phi$ 应与 ϕ 、 N_m 、 dz 成正比,亦即

$$-d\phi = \sigma_{mn} N_m \phi dz$$

比例系数 σ_{mn} 就是由能级 E_m 受激跃迁到能级 E_n 的跃迁截面,它具有面积的量纲。通常称为吸收截面。

同样,如果单位体积内有 N_n 个处于能级 E_n 的原子,则由于受激发射,通过 dz 距离后光子流通量密度的增加值 $d\phi$ 亦应与 ϕ 、 N_n 、 dz 成正比,亦即

$$d\phi = \sigma_{nm} N_n \phi dz$$

比例系数 σ_{nm} 就是由能级 E_n 受激跃迁到能级 E_m 的跃迁截面,它也具有面积的量纲。通常称为受激发射截面。

爱因斯坦系数

Einstein's coefficients

见“自发跃迁”和“受激跃迁”。

两能级 E_2 和 E_1 之间的自发发射跃迁几率为 A_{21} ,受激发射跃迁几率为 $B_{21}\rho(\nu)$,光吸收跃迁几率 $B_{12}\rho(\nu)$,通常把 A_{21} 、 B_{21} 、 B_{12} 叫做爱因斯坦系数。

A_{21} 、 B_{21} 、 B_{12} 三者之间存在着下列普遍关系,

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21}$$

$$B_{21}g_1 = B_{12}g_2$$

式中 g_1 、 g_2 为两能级的统计权重。这两个关系式叫做爱因斯坦关系式。

爱因斯坦关系式

Einstein's relation

见“爱因斯坦系数”。

禁戒跃迁

forbidden transition

粒子在它的两个定态之间发生跃迁,是需要满足一定的条件的。这些条件通常用两个定态之间的两组量子数之差值来表示,称为选择定则(selection rule)。不满足选择定则的跃迁过程,其跃迁的几率十分小,称为禁戒跃迁。

能级寿命

life time of the level

指原子停留在某个能级上的平均时间,用 $\tau = 1/A$ 表示, A 为自发发射跃迁的几率。在碰撞较频繁时,会使能级寿命变短。

亚稳态

metastable state

指由它出发到能量比它低的所有状态的电偶极矩跃迁(即由于原子内存在振荡电偶极矩而引起的跃迁)几率为零的状态。这些状态的能级寿命都很长。

光吸收系数

absorption coefficient of light

光束正入射地穿过厚 Δx 的介质层时,由于介质的吸收引起的光强变化为

$$\frac{\Delta I}{I} = -K\Delta x$$

I 是光的强度, ΔI 是光强的改变, 吸收引起减弱, 所以 ΔI 是负的; 比例系数 K 就叫做介质的吸收系数。它一般是光的频率 ν 的函数, 在光不是特别强时, 它与光强无关。吸收系数的单位可用厘米⁻¹ 表示, 系指 Δx 为 1 厘米时的吸收系数。

吸收截面

absorption cross section

见“受激跃迁截面”。

饱和吸收

saturated absorption

原子系统对光的吸收, 当光强较弱时, 吸收系数与光强无关; 但当光强增加到一定程度以后, 吸收系数表现出随光强的增加而减小。这种现象称为饱和吸收。它是光强增多了处在较高能级上的粒子数, 减少了较低能级上的粒子数的结果。在激光技术中, 饱和吸收效应广泛地用于 Q 突变、稳频、锁模等技术中。

非线性吸收

nonlinear absorption

通常介质吸收系数与光强无关, 光的吸收正比于入射光强度。但光很强时, 由于强光引起介质能级上粒子数分布的变化, 会看到吸收系数随光强增大而减小 (参看“饱和吸收”), 光的吸收与入射光的强度的关系呈非线性。此外, 强光还能产生一些高阶的吸收过程, 如多光子吸收, 双共振, 受激散射等, 这些过程中光的吸收与入射光的强度的关系也都是非线性的。所有这些过程都称非线性吸收。

光谱

spectra

含有多种波长成分的光经过色散系统

(如棱镜, 光栅等) 分光后, 按波长 (或频率) 的大小依次排列的图案。例如太阳光经过三棱镜后形成按红、橙、黄、绿、蓝、靛、紫次序连续分布的彩色光谱, 是太阳光在可见光部分的光谱。当光只含有一些单色波长成分时, 经过分光后它的光谱是由明暗相间的一根根的线条组成, 称为线状光谱。当光含有某一较宽范围的一切波长时, 经过分光后它的光谱是连续不断的, 就像太阳光谱一样, 称为连续光谱。通常把各个频率成分的光波的能量与频率的关系, 用曲线表示出来, 称为它的谱 (或频谱)。

光谱线

spectral line

线状光谱中的每根线条称为光谱线。参看“光谱”。每一条谱线对应于频谱图上一个很窄的峰, 峰的最高点对应的频率 (或波长) 称为谱线的中心频率 (或中心波长)。

吸收谱线

spectral line of absorption

介质的吸收系数与频率的关系曲线, 称吸收谱。如果介质只对某些特定的窄的频率范围的光有显著的吸收, 吸收谱上便呈现一系列对应的尖峰。这些尖峰就叫做吸收谱线。

发射谱线

spectral line of emission

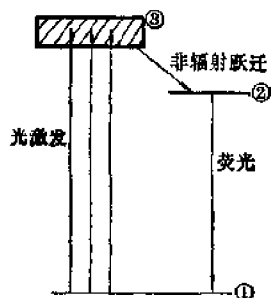
光源发射的光的频率。称为发射光谱 (见“光谱线”)。线状发射光谱中的每一根明线称为发射谱线。每一发射谱线对应于频谱图上的一个中心频率。

荧光

fluorescence

某些物质在外界作用 (光照、射线辐射、受热等) 下, 会发出有确定频率范围的光, 这种发光现象叫做荧光。这种现象的本质是, 这种物质内部有些粒子 (原子、分子、离子等) 受外界的作用, 从基态激发到较高的能级, 然后再经过一系列中间过程回到基态,

这中间包括在某些确定的能级间的发射跃迁(在荧光现象中,主要是自发发射)而发射荧光。例如下图便是掺铬的红宝石在闪光灯照射下发出红色的荧光的过程。这样,从基态到激发态又回到基态,并发射荧光的过程,叫做荧光循环(fluorescence cycle)。



红宝石中铬离子的荧光循环

1—基态; 2—荧光过程上能级; 3—激发态。

荧光寿命

fluorescence lifetime

处在发射荧光的高能级的粒子,平均经过一定的时间就会向低能级跃迁而发射荧光,这段时间称为荧光寿命。表现为激发停止后——荧光并不立即消失——而是持续一段时

发射的荧光光子数与所吸收的激发光光子数之比。

对于同一物质的不同荧光谱线(或谱带),荧光转换效率一般是不相同的;对于同一荧光谱线(或谱带),用不同波段的激发光,荧光转换效率一般也不相同。

荧光转换效率是激光晶体的一个重要参数。

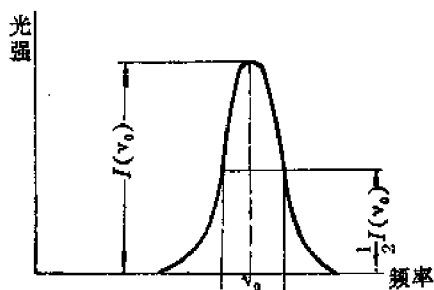
荧光分支比

fluorescence branching ratios

由同一高能级跃迁到不同的低能级便可发出不同的荧光谱线。某一荧光谱线发射的光子数与由同一能级所发射的全部荧光光子数总数之比称作该谱线的荧光分支比。它表示由同一高能级发出的不同荧光谱线各占多大比例。

例如 YAG-Nd³⁺ 激光晶体,由 Nd³⁺ 离子的 ${}^4F_{3/2}$ 能级出发,可以发出 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$, ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ 三条荧光谱线,它们的分支比分别为 0.25、0.60、0.15。

激发光谱



光源的谱线

荧光线宽

fluorescence linewidth

荧光谱线的宽度叫做荧光线宽（见“谱线宽度”）。

自然线宽

natural width

处在激发态的粒子，即使完全排除了一切外来扰动，也会通过自发发射跃迁到较低的能级。所以它的能级寿命 τ （见“能级寿命”）总是有限的。因而，发出的光波是有限时间内的波列，有限波列可以看作是许多频率成分的单色正弦波的叠加，表现为有一定的谱线宽度。这个宽度称为自然线宽，可表达为

$$\Delta\nu = \frac{1}{\pi\tau}$$

实际上，由于外来扰动的存在，谱线宽度总大于自然线宽。

多普勒展宽

Doppler broadening

当光源和光接收器有相对运动时，接收器所接收到的光波频率 ν 是随光源和接收器的相对速度不同而改变的。相互接近时，频率变高；相互离开时，频率变低。这叫做多普勒效应。 ν 与 u 的关系是：

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{u}{c} \right)$$

其中 ν_0 是相对静止时接收到的频率， c 是真空中光速， u 是相对运动速度在光的传播

方向上的分量。

在气体发光过程中，每个发光原子都可看作是一个小光源。由于每个发光原子都在作无规则的热运动，存在一定的速度分布，所以每个发光原子相对接收器来说都以不同速度运动着。因此尽管各个原子在静止时发出的光频率都是 ν_0 ，但实际上接收器接收到的光的频率是不同的。这样，接收器接收到的光就不是单一频率，而是一个以 ν_0 为中心的频率范围。因此，接收器显示出的谱线有一定的宽度。这种由于多普勒效应产生的谱线展宽称为多普勒展宽，它为高斯线型（见“高斯线型”）。

碰撞展宽

collision broadening

由于气体原子之间的相互碰撞，致使原子停留在某能级上的时间进一步缩短，由此引起的谱线展宽称为碰撞展宽。其线型是洛伦兹型：

$$S(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + \frac{1}{4} (\Delta\nu)^2 \right]}$$

碰撞线宽 $\Delta\nu$ 大致上可以用气体分子两次碰撞之间的时间间隔的平均值 τ 来估计：

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\pi\tau}$$

τ 是和气体的压强 P 成反比的，所以碰撞线宽 $\Delta\nu$ 与气体的压强成正比。碰撞除了引起谱线变宽外，还引起谱线中心频率 ν_0 的微小移动。

均匀展宽

homogeneous broadening

由于能级寿命发生变化（缩短）而引起的谱线展宽现象叫均匀展宽，例如自然线宽和碰撞展宽。其特点是，每个发光原子对谱线展宽的贡献是一样的，无法区分该谱线中的哪个频率成分是由哪些发光原子发出的。

非均匀展宽

inhomogeneous broadening

如果谱线展宽的原因是由于介质中各个分子(或原子,离子,下同)所处的物理条件有差异,因而各个分子的谱线也有不同,就叫做非均匀展宽。例如固体材料中,各个掺进去的离子周围的情况(如晶格的应变,周围别的离子的分布情况等)总有不同,因而各个离子的能级亦有不同,总体的光谱就呈现出有一定的展宽。因而可以区别出该谱线中哪个频率是由哪些分子发出的。再如气体的多普勒展宽(见“多普勒展宽”)也属于这种类型。非均匀展宽一般为高斯线型。

洛伦兹线型

Lorentzian lineshape

线型是指光谱线在其频率范围内相对强度 $g(\nu)$ 按频率 ν 分布的情况。具有以下形式的线型称为洛伦兹线型:

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2}$$

式中 $\Delta\nu$ 为谱线的线宽, ν_0 是谱线的中心频率。

包括自然线宽在内的所有均匀展宽谱线都属于洛伦兹线型。

高斯线型

Gaussian lineshape

指满足高斯函数关系的线型。多普勒展宽即属于高斯线型。其数学表达式为:

$$g(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-mc^2(\nu - \nu_0)^2 / 2kT\nu_0^2}$$

式中, c 为光速, m 为原子质量, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, ν_0 为谱线的中心频率。

粒子数反转

population inversion

通常情况下,处于低能级的粒子数总是多于处于高能级的粒子数,但通过外界激励,就某一对能级来说,有可能使处于高能

级的粒子数多于处于低能级的粒子数,这种情况称为粒子数反转。具体说,如果两个能级 E_1 和 E_2 ($E_2 > E_1$) 上的粒子数分别为 N_1 和 N_2 ,它们之间满足关系

$$\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}$$

则称这两个能级处于粒子数反转状态。其中 g_1 和 g_2 分别为两能级的统计权重(见“能级的简并度”、“统计权重”)。实现粒子数反转是产生激光的必要条件。

负温度状态

state at negative temperature

是粒子数反转的另一种叫法(见“粒子数反转”),这是因为当工作物质处于热平衡状态时,处于上下两个激光能级 E_2 和 E_1 的粒子数 N_2 和 N_1 之比为

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}$$

其中 k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度。因为 T 总是大于零的,所以在正常情况下总是下能级的粒子数目 N_1 大于上能级的粒子数目 N_2 。但是,在粒子数反转时,便有 $N_1 < N_2$ 。这是一种远离热平衡的状态,用上述公式表示的分布律已不再适用了。但如果勉强套用这个公式,就会得到绝对温度 T 是负的这样一个结果。这就是把粒子数反转的状态称作负温度状态的原因。这个叫法,现已逐渐被“处于粒子数反转状态”这个较为确切的称呼所代替。

三能级系统

three-level system

产生激光的必要条件是实现两个能级间的粒子数反转。三能级系统是实现粒子数反转的途径之一。它的具体途径如图2。泵浦将粒子从 E_1 抽运到 E_3 ,被抽运到 E_3 的粒子通过无辐射跃迁迅速转移到 E_2 ,由于 E_1 上的粒子不断地被抽运走,而 E_2 是一个寿命较长的能级(一般是亚稳态能级),于是粒子

就在 E_2 上积聚起来,从而实现 E_2 与 E_1 两能级间的粒子数反转。

可以看出,三能级系统的三个能级必须具备如下的特征:(1) E_3 到 E_2 的无辐射跃迁几率必须比 E_3 到 E_1 的自发跃迁几率大得多;(2) E_2 的寿命应该比较长,以保证形成粒子的积聚。

图2是红宝石中 Cr^{3+} 离子的能级图。 R_1 、 R_2 激光线($\lambda=6943$ 、 6928 埃)就是利用三能级系统工作的。基态 4A_2 相当于 E_1 ,激发态 2E 相当于 E_2 , 4T_2 、 4T_1 等起 E_3 的作用。由 4A_2 抽运到 4T_1 、 4T_2 是通过光泵浦来实现的。

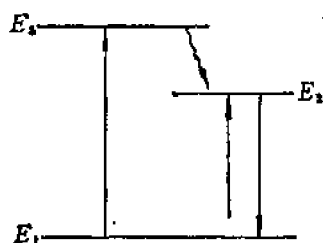


图1 三能级系统

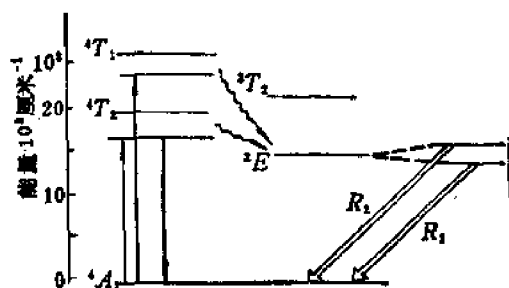
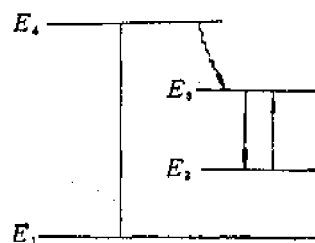


图2 Cr^{3+} 离子的能级图

四能级系统

four-level system

四能级系统也是实现粒子数反转的途径之一。这四个能级必须具备如下特征:(1) E_4 到 E_3 和 E_3 到 E_1 的无辐射跃迁几率都很大;(2) E_3 到 E_2 、 E_2 到 E_1 的自发跃迁几率很小,能级寿命较长,一般是亚稳态能级;(3) E_3 与 E_1 的能量差足够大,以保证在热平衡时可以认为 E_3 几乎是空的。如图示,选择合



四能级系统

适的泵浦将粒子从 E_1 抽运到 E_4 上去,便能实现 E_3 与 E_2 两能级间的粒子数反转。

四能级系统较之三能级系统,利用较小功率的光泵即可达到实现粒子数反转的目的。这是因为四能级系统中的下能级 E_2 经常是空的,而三能级系统中的下能级 E_1 却经常有大量粒子。

YAG- Nd^{3+} 激光器发出的 1.06 微米激光就是利用四能级系统工作的。 Nd^{3+} 离子的能级 $^4I_{11/2}$ 、 $^4I_{13/2}$ 、 $^4F_{3/2}$ 分别相当于 E_1 、 E_2 、 E_3 ,能级 $^4F_{7/2}$ 以及比它高的能级起到 E_4 的作用。

气体放电

gaseous discharge

在充有气体的容器中封入两个电极,当两电极加上足够高的电压时,由于加速电子和原子(离子、分子,下同)的碰撞以及原子之间的碰撞,使原子电离和受到激发,从而使气体导电并发光,这种现象称为气体放电。利用气体放电,通过碰撞过程激励某种原子,以达到实现粒子数反转,这是多数的气体激光器的工作途径。

非弹性碰撞

inelastic collision

如果两个粒子碰撞前后的动能不再守恒,亦即一个粒子的一部分或全部动能转化为另一粒子的内能,或者一个粒子的一部分内能转化为另一粒子的动能。这种碰撞称为非弹性碰撞。例如,在氮氦激光器中,被外电场加速的电子与He原子碰撞,电子动能减小而使He原子由基态(1^1S_0)激发到激发

态 (2^1S_0 、 2^3S_0)，这就是一种非弹性碰撞。

第一类碰撞

collision of the first kind

电子和原子(分子、离子)碰撞,把后者从基态激发到较高能级,称第一类碰撞。

第二类碰撞

collision of the second kind

一个处在激发态的粒子(原子、分子、离子) A 和另一个粒子(原子、分子、离子,或电子) B 相碰撞, A 粒子把自己的激发能量的全部或一部分转移到 B 粒子上,自己回到基态或跃迁到较低的能级,称第二类碰撞。例如氦氖激光器,气体放电时,被激发的处在 2^1S_0 能级的氦原子和处在基态的氖原子相碰,氦原子回到基态,而氖原子被激发到 $3s$ 能级。

能量共振转移

resonance energy transfer

由于原子或分子之间的相互作用,处于激发态的粒子把激发能转移给另一粒子并使之激发到高能态,对于这种过程,如果前者失去的能量与后者获得的能量几乎相等,则过程的几率比较大。这称为能量共振转移。例如氦氖激光器中,处于激发态的氦原子($He(2^1S)$)把能量传递给处于基态的氖原子,并使之激发到激发态 $Ne(3s)$,就是一种能量共振转移,前者失去的能量只比后者多0.01电子伏。又如钇铝石榴石YAG激光晶体中的 Cr^{3+} (铬)离子对 Nd^{3+} (钕)离子的敏化作用主要也是通过能量共振转移过程实现的。

光的增益

gain of light

如果介质中两个能级 E_2 和 E_1 ($E_2 > E_1$)间实现了粒子数反转, $N_2 > N_1$,一束频率 $\nu \approx \frac{E_2 - E_1}{h}$ 的光通过这种介质时,所引起的受激发射的粒子数将大于它引起的吸

收跃迁的粒子数。因此,光束在该介质中传播时不是逐渐减弱,而是逐渐加强。这种情况称为光增益,或称光的放大,也有叫做介质的负吸收的。

激活介质

active medium

见“光的增益”。有光增益作用的介质称为激活介质。

介质增益系数

gain coefficient of medium

光束通过激活介质时,光强的相对增加量为

$$\frac{\Delta I}{I} = g \Delta x$$

式中 Δx 是光通过的介质层的厚度; g 称介质的增益系数;它也可以看作是介质有负的吸收系数,它是频率的函数。参看“光的吸收系数”。

负吸收

negative absorption

见“光的增益”。

介质增益曲线

gain curve of medium

参看“介质增益系数”。增益系数 $g(\nu)$ 按频率 ν 的分布曲线称为介质增益曲线。只有在增益曲线线宽范围内的光,才有显著的增益作用,增益曲线(它的峰值、线型、线宽、展宽性质等)对分析激光器的工作情况,有很大意义。

增益饱和

gain saturation

激活介质对适当频率的光起增益作用,光强较弱时,增益系数与光强无关;但当光强增加到一定程度以后,增益系数表现出随光强增加而减小,这种现象称为增益饱和。它表明入射光的受激跃迁作用显著地减少了粒子数反转。这对于分析激光器建立振荡的过程是很重要的。

小信号增益

small-signal gain

激活介质的增益特性是和通过的光束强度有关的(见“增益饱和”)。小信号增益指的是通过的光束较弱,增益系数与光束强度的关系可忽略时测得的增益系数,也称为未饱和增益。测量的原理是,把从主激光器发射出的光束,经过适当的光阑以及适当的减弱和调制,再观察它穿过待测的激活介质后增强的情况,计算出相应的增益系数。有时,亦可把待测的激活介质放到可以定量改变其损耗(或输出耦合程度)的谐振腔中,观察输出激光功率的变化,间接计算其增益系数。

饱和参量

saturation parameter

增益系数与光强的关系与相应的谱线层宽性质有很大关系。

(1) 对于均匀层宽谱线

$$g(\nu_0, I) = \frac{g_0}{1 + I/I_s}$$

(2) 对于非均匀展宽谱线

$$g(\nu_0, I) = \frac{g_0}{\sqrt{1 + I/I_s}}$$

式中 $g(\nu_0, I)$ 是频率为 ν_0 、光强为 I 的光的增益系数; ν_0 是谱线的中心频率; g_0 是频率为 ν_0 的小信号增益系数; I_s 是与光强无关而只与激活介质有关的常数,称为饱和参量;显然,饱和参量愈小,愈容易出现增益饱和。

激光器的振荡条件

laser oscillation condition

一般的激光器都是由激活介质和两端的反射镜构成的。要使激光器发生振荡,应满足下列两个条件:

(1) 振幅条件 光在谐振腔内往返一次,由于激活介质而得到的增益,必须大于或等于在这期间光的全部损失(包括吸收、

散射、衍射、反射和一部分以激光形式输出等)。如果 $g(\nu)$ 为激活介质的增益系数, R_1 和 R_2 是两个腔镜的反射率, α 为激光在腔内传播时的损耗系数, L 为腔长,则这个条件是

$$g(\nu) \geq \alpha - \frac{1}{2L} \ln R_1 R_2$$

(2) 相位条件 光在激光谐振腔内往返一次相位的改变为 2π 的整数倍。

单程增益

gain by one path

指光束从激光器谐振腔的一端传播到另一端所获得的总的增益。有时用

$$G = 10 \lg \frac{I}{I_0} \text{ (分贝)}$$

来表示, I_0 是光束在出发端的强度, I 是在另一端的强度。

单程损耗

loss by one path

指光束从激光器谐振腔一端传播到另一端总的损耗。在固体激光器中常用 $r = \ln \left(\frac{I_0}{I} \right)$, I_0 为进入激光棒时的光强, I 为从另一端射出的光强,这个量作为激光棒损耗特性的一个标志。

阈值

threshold value

在激光器中,激活介质的增益系数必须超过由振荡条件所决定的值时,才能产生激光振荡(见“激光器的振荡条件”);而激活介质增益系数是正比于反转的粒子数 $N_2 - N_1$ 的,为此加于激光器的泵浦必须超过某一限度,才能保证上述条件。这个限度称为激光器的阈值。阈值是描写激光器整体性能的一个重要参数。对不同工作方式,它有不同的表示,如对光泵浦的脉冲固体激光器,常用闪光灯脉冲能量表示;对注入式半导体激光器则用阈值电流来表示,在理论分析时,又常用增益系数的阈值来表示,等等。

张弛振荡

relaxation oscillation

许多固体激光器和某些气体激光器,都观察到它的输出是由许多很短的功率涨落的小脉冲构成的。这些小脉冲一定程度上呈现出周期性,周期在0.1微秒到10微秒之间。多数情况下,这种现象是在刚开始发射激光时出现,以后脉冲涨落就逐渐衰减,输出也就趋于稳定值。但也有不少情况是整个工作过程都是这样的。张弛振荡的原因是,腔内激光振荡的加强引起介质粒子数反转的下降,这又反过来使激光变弱;激光变弱时,激发粒子数反转的过程又上升了。这样一个光强和粒子数反转之间的相互制约关系,使得激光器工作在达到稳定状态之前,常常经历一段不稳定的情况,这种不稳定情况有时甚至一直持续下去。

脉冲尖峰

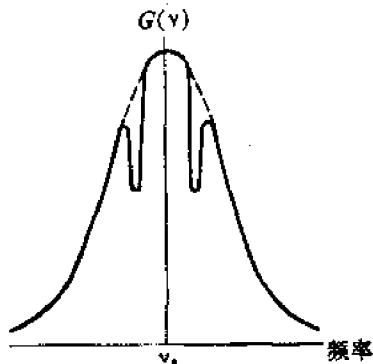
pulse spike

张弛振荡的每个功率起伏的小脉冲,通常叫做脉冲尖峰。参看“张弛振荡”。

烧孔效应

hole-burning effect

是气体激光中发生的一种效应:以多普勒展宽为主要展宽机理的工作物质,它的增益系数和频率的关系图上,每一频率区间都和某一速度范围内的气体分子相对应。如图,



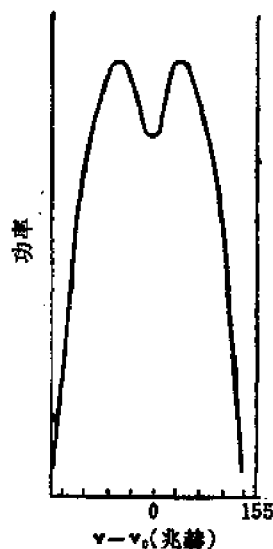
烧孔效应

ν 到 $\nu + \Delta\nu$ 间的增益是由速度在 z 方向的分量 u_z 在 $\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c$ 到 $\frac{\nu - \nu_0 + \Delta\nu}{\nu_0} c$ 之间的气体分子贡献的(c 是光速;见“多普勒展宽效应”)。当入射光变强,通过受激发射便使 $u_z = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c$ 附近的分子的粒子数反转减少,表现为增益系数在频率 ν 附近下降,形成 $G(\nu)$ 图上的一个“孔”。光束愈强,“孔”愈深愈宽。在驻波类型的激光器中,总有两束方向相反的平行于谐振腔轴的光,所以 $G(\nu)$ 图上便出现两个对称的“孔”,一个在频率为 ν 处,另一个在频率为 $2\nu_0 - \nu$ 处;这种现象只有当均匀宽度远小于多普勒宽度时才可观察到,如果气体密度加大,此效应便减弱以至消失。

兰姆凹陷

Lamb dip

是气体激光中的一种效应,它与烧孔效应(见“烧孔效应”)紧密联系。驻波类型激光器工作时 $G(\nu)$ 图上出现对称的两个



兰姆凹陷

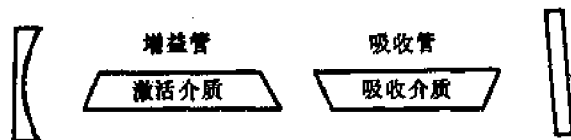
“孔”,这表示有两部分分子可对激光有贡献,但当激光器工作频率靠近中心频率 ν_0 时,两个孔重合,所以 ν 很靠近 ν_0 时,对激光有贡献的分子还不如 ν 远离 ν_0 时的多。这表现

为, 在激光器的输出功率与工作频率的关系图上, 当 ν 通过 ν_0 时有一个凹陷, 称为兰姆凹陷。兰姆凹陷在气体激光稳频技术上有重要应用。

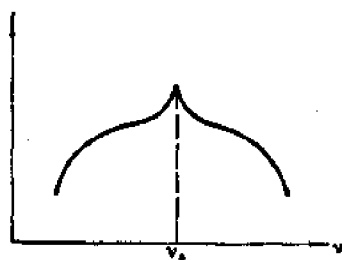
反兰姆凹陷

inverted Lamb dip

在激光器的谐振腔中加进一个吸收管 (如图 a 所示), 其中充以低气压的 (一般只有 $10^{-2} \sim 10^{-1}$ 托) 特殊气体, 这种气体在激光振荡频率处有比较显著的吸收谱线。例如, 对氦氖激光器的 6328 埃线来说, 吸收管可充以氖或碘蒸气。如果恰当选择增益管和吸收管的状态, 通过改变腔长来调节激光器输出频率, 会发现激光功率随频率变化的曲线上出现一个很窄的尖峰 (如图 b 所示), 尖峰所在频率正好是气体吸收谱线的中心频率。这现象的原因与兰姆凹陷类似, 是吸收气体的吸收饱和特性的表现。这种现象通常称反兰姆凹陷, 在气体激光稳频技术和高分辨率激光光谱中都有应用。



(a)



(b)

反兰姆凹陷

光学谐振腔

optical resonator

与通常无线电技术中使用的空腔式谐振

腔不同, 光学谐振腔一般是开放式的。其典型的结构如图, 是由一对相互平行的反射镜构成, 其中至少有一面镜是部分透射或者有某种耦合的机构, 以便于腔内光波能量输出。光波在两面镜间来回反射, 互相干涉, 使得只有满足一定振荡条件的光波, 才能在腔内形成比较稳定的振荡模式 (或者说, 形成驻波), 因此腔便具有对光波的谐振作用。开放式的结构又进一步限制了振荡模式的数目。如果在腔中放以激活介质, 整个系统便构成一个对光波的放大、谐振和反馈的系统——光的振荡器。除了这种形成驻波模式的结构外, 还有形成行波类型的模式的环形激光器的结构, 以及分布反馈式的谐振腔结构等。适应不同的应用要求, 谐振腔有多种不同的具体形式。



光学谐振腔

无源谐振腔

passive resonant cavity

不含有激活介质, 或虽有介质但可以略去其吸收的谐振腔, 称为无源谐振腔。这是对激光谐振腔进行理论分析时, 经常引入的对实际情况的一种近似。

平面平行谐振腔

plane parallel resonator

又称法布里-珀罗谐振腔。这是最早采用的一种光学谐振腔, 由一对平行的平面反射镜组成。这种谐振腔的衍射损耗与调整的精度关系很大, 腔镜的微小倾斜都会引起损耗的急剧增加。

法布里-珀罗谐振腔

Fabry-Perot resonator

即“平面平行谐振腔”。

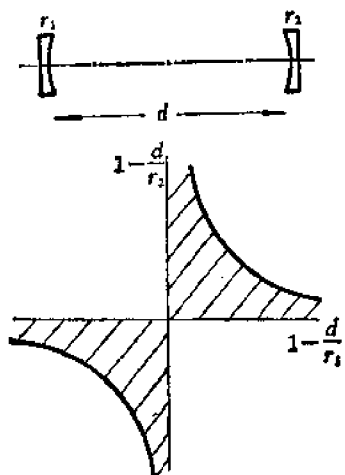
谐振腔的稳定性

stability of resonator

用两面球面反射镜（平镜可看作是曲率半径趋于无穷的球面镜）构成谐振腔，是广泛采用的方法。从几何光学的观点来说，如果要求光线在来回反射中能维持在腔的轴线附近，就能得到谐振腔应满足的条件

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{r_1}\right) \left(1 - \frac{d}{r_2}\right) \leq 1$$

式中 r_1 和 r_2 分别为两反射镜的曲率半径，对凹镜 r 取正值，凸镜取负值； d 是腔的长度。这个条件称作谐振腔稳定性条件。实际上，这相当于要求腔有低衍射损耗的工作模式（即在几何光学近似下，可以形成没有衍射损耗的工作模式）。稳定性条件常用下图来表示，横轴为第一面镜的 $1 - \frac{d}{r_1}$ ，纵轴为第二面镜的 $1 - \frac{d}{r_2}$ ，图上有阴影的区域是满足稳定性条件的区域，此图又称谐振腔稳定性图（stability diagram of resonator）。



谐振腔稳定性图

稳定谐振腔

stable resonator

满足稳定性条件（见“谐振腔稳定性”）的谐振腔，称稳定谐振腔。因为它的衍射损耗较小，所以是通常广泛使用的一种形式。

非稳定谐振腔

unstable resonator

指不满足谐振腔稳定条件（见“谐振腔稳定性”）的谐振腔。在高功率、大能量激光器中有时使用这种方式的谐振腔，以达到增加模体积以尽可能利用激光能量和选择基横模的目的。这时的输出是直接利用从腔镜周围衍射出来的光波（见“衍射耦合”）。

谐振腔损耗

loss of resonator

指光波在谐振腔中来回反射时光能的损耗。通常以一个来回光能损耗的百分比来度量。它包括：（1）光在谐振腔两端反射镜上的散射、吸收等损失；（2）光在腔内传播时被介质及其它元件（如窗口、插入的其它光学元件等）的吸收、散射、反射等的损失；（3）衍射损耗；（4）由于腔调节不准确而产生的损耗，等等。谐振腔的损耗对不同的模式是不同的（见“衍射损耗”）。

衍射损耗

diffraction loss

光在谐振腔中来回反射时，由于光的波动性，总有一部分光能从腔的周围和反射镜的边缘衍射出去，这部分光能的损失称衍射损耗。不同横模的衍射损耗不同。基模的最小；模的阶数愈高，衍射损耗愈大。衍射损耗与横模阶数的关系常用作选择横模的一种办法。

衍射耦合

diffraction coupling

常用于非稳定谐振腔的输出的一种耦合方法（见“非稳定谐振腔”）。利用从反射镜周围衍射出去的光波作为输出。一种典型例子是所谓卡塞格伦式镜结构，把激光棒一端磨成适当凹面，镀上高反射膜，另一端是平面。这就构成一个非稳定谐振腔。在平面这端，中心镀上一个高反射率的同心圆，从同心圆周围衍射出来的光波作为输出，这种输

出光波是发散性的球面波, 可以用透镜或凹反射镜使它聚焦使用。

小孔耦合

hole-coupling

中红外和远红外的激光器(如CO₂激光器、水蒸气激光器等)的谐振腔的反射镜, 常用镀金属的镜子或金属镜, 它的输出耦合通常是在镜中央开一个圆孔, 贴上适当的窗口片。这种耦合方式很难实现单模输出, 耦合孔的大小也对输出有影响。

共焦谐振腔

confocal resonator

两曲率半径与腔长相等的凹面反射镜所构成的腔, 称共焦谐振腔。它是各种构型的腔内衍射损耗最小的一种。但从谐振腔的稳定图(见“谐振腔的稳定性”)可看出, 它在稳定性区域的边缘, 只要镜子的曲率半径略为不准或略有变动, 就会变成不稳定腔。因此, 使用时应使距离 d 略小于或大于腔的曲率半径 R 。

半共焦谐振腔

half-confocal resonator

用一面曲率半径为 R 的凹面镜和一面平面镜, 距离 $d = R/2$ 构成的谐振腔。它和共焦谐振腔一样, 也是各种构型的腔中衍射损耗最小的, 所以使用得比较广泛。

共心谐振腔

concentric resonator

谐振腔的长度等于两个球面镜曲率半径之和, 称共心谐振腔。它的稳定性较差, 腔长的微小的变动会引起衍射损耗的显著增加, 光束发散角也较大。只有固体激光器中有时还用这种方式, 以便于用适当的光阑来选横模。

半共心谐振腔

half-concentric resonator

由一凹面镜与一平面镜组成的腔, 腔长等于凹面镜曲率半径, 就叫做半共心谐振腔。

其性质类似于共心谐振腔。使用时要注意: 平面镜上光点很小, 易于把镜的反射层烧坏, 不宜于大功率脉冲工作。

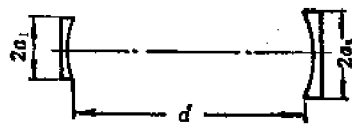
谐振腔的费涅尔数

Fresnel number of resonator

由两面半径为 a_1 和 a_2 的反射镜, 相距为 d 构成的腔的费涅尔数是

$$N = \frac{a_1 a_2}{\lambda d}$$

式中 λ 为光波波长, 它是标志衍射损耗的一个参量。 N 越大, 衍射损耗越小。



谐振腔的费涅尔数

谐振腔的品质因数

quality factor of resonator

又称谐振腔的 Q 值, 有三个彼此等价的定义:

$$(1) Q = 2\pi \nu \frac{\text{存储在腔内的光波能量}}{\text{每秒损耗的光波能量}}$$

$$(2) Q$$

$$= 2\pi \times \frac{\text{存储在腔内的光波能量}}{\text{一个振荡周期中损耗的光波能量}}$$

$$(3) Q = \frac{\text{腔的谐振频率}}{\text{腔的谐振带宽}}$$

例如腔的损耗(见“谐振腔损耗”)是 α , 腔的长度是 d , 则

$$Q = \frac{2\pi d}{\alpha \lambda}$$

式中 ν ——光波频率;

λ ——光波波长。

要注意, Q 值对不同的振荡模式一般是不同的, 而且腔的谐振带宽并非振荡输出的线宽。

谐振腔的 Q 值

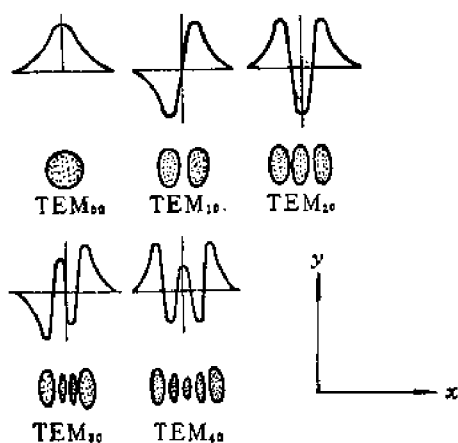
Q value of cavity

见“谐振腔的品质因数”。

光学谐振腔的振荡模式

the modes of optical cavity

光学谐振腔的振荡模式是能够在腔内存在的稳定的光波的基本形式。所谓稳定指的是：(1)振幅在空间的相对分布是确定的，不随时间的改变；(2)相位在空间的相对分布是确定的，不随时间而改变；(3)有确定的频率。振荡模式通常用 TEM_{mnq} 来表示， m 、 n 、 q 可分别取 0、1、2、3……等整数，一组确定的 m 、 n 、 q 对应于一种模式。其中 m 和 n 表征该模式在垂直于腔轴的平面内的振幅分布情况，称横模数；在直角坐标系下， m 和 n 的数值分别是该平面的 x 轴和 y 轴上振幅为零的点（称节点）的数目； q 表示该模式在光腔轴向形成的驻波的节点数目，称纵模数。由 m 、 n 、 q 三个数共同确定该模式的振荡频率。图上给出了几个简单模式在垂直腔轴的平面上的振幅分布和光强分布（光斑）。这里没有标示纵横数 q 的值，因为这些图形与 q 的数值无关。由于光学谐振腔一般是开放式的，所以能存在的振荡模式是 m 、 n 比较小（如 0、1、2 等）的模式，而因为光波波长很短， q 值一般是很大的（如 10^4 、 10^5 等）。



几个简单模式在垂直腔轴的平面上的
振幅分布和光强分布

横模

transverse mode

光腔的振荡模式 TEM_{mnq} ，当 m 、 n 确定后，不管 q 的取值，其在垂直于腔轴的平面内的振幅分布（即光强分布）都是一样的，因此习惯上称该平面内每一种振幅分布形式为一种横模，以 TEM_{mn} 表示（见“光腔的振荡模式”）。

基模

fundamental mode

基模又称零阶模。光腔的模式 TEM_{mnq} 当 $m = n = 0$ 时，称作基模或主模。其特点是，在腔内的衍射损耗最小，因此激光输出最强；能量集中在腔的轴附近，光斑是圆形的；许多应用都要求激光器单横模工作，并且在基模工作。

高阶模

high-order mode

除了基模外的其它横模，均称高阶模。它的特点是光斑有较复杂的几何图形。

纵模

longitudinal mode

光腔振荡模式 TEM_{mnq} ，当 q 确定后，不管 m 、 n 取什么数值，它在腔轴方向形成的驻波节点数是确定的。习惯上称轴向具有一定驻波节点数的模式为一种纵模，用 q 的数值来表征（见“光学谐振腔的振荡模式”）。

同一横模相邻两纵模的频率间隔为 $\frac{c}{2L}$ ，其中 c 为光速， L 为腔长。

模体积

mode volume

指光腔中某个振荡模式所占有的空间。一般可用反射镜上光斑大小与腔长的乘积来估计模体积，即

$$V = \pi W_0^2 d$$

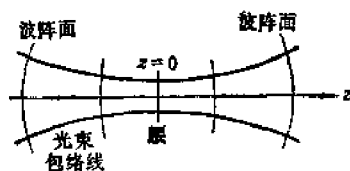
式中 W_0 ——光斑半径；
 d ——光腔长度。

在考虑如何充分利用激活介质的能量时,不同结构的腔(或不同的振荡模式)的模体积的差别是一个方面。

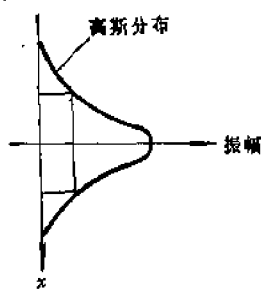
高斯光束

Gaussian beam

高斯光束是指这样一类光波,其振幅在任一波阵面上的分布是高斯型的。一般取其振幅等于最大振幅的 $1/e$ 处为该波阵面的光斑边缘。在传播过程中,光斑是以双曲线形式扩展的。故高斯光束在自由空间沿 z 轴由 $z = -\infty$ 到 $z = +\infty$ 传播时,开始是会聚光束,当光斑变到一个极小值后,再向前传播时,光束又发散开来,光斑由小变大。由会聚变成发散的地方称为光束的“腰”,该处光斑尺寸以“腰半径”表示。图 a 是高斯光束的传播形式,图 b 是相应于基模的高斯光束在垂直传播方向的平面上的振幅分布。相应于高阶横模的光束的振幅分布较为复杂(见“光学谐振腔的振荡模式”)。



(a)



(b)

高斯光束的传播形式和在垂直传播方向平面上的振幅分布

高斯光束的发散角

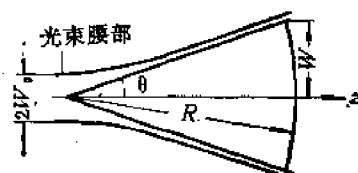
angle of divergence of the Gaussian beam

从远处看,高斯光束渐近于一束有一定发散角的锥形光束,发散角为

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

式中 λ ——光波波长,

w_0 ——光束腰处光斑半径,由腔的结构(腔的长度和两端反射镜的曲率半径)确定。



高斯光束的发散角

高斯光束的腰

waist of Gaussian beam

参看“高斯光束”。由曲率半径为 R_1 和 R_2 的两面凹镜,距离为 d 构成的光学谐振腔,其相应的高斯光束的腰为

$$w_0 = \left(\frac{\lambda^2}{\pi^2} \frac{(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)d}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \right)^{1/4}$$

模式的简并

mode degeneracy

某一频率的光波,可以以不同模式存在于同一光腔中,这些模式 TEM_{mnq} 的 m 、 n 、 q 取值不同,但相应的频率的值是相同的。这种情形称为模式的简并。

模式竞争

mode competition

在激光腔中,激活介质具有一定的增益线宽。但是,只有与位于阈值以上的那部分增益曲线所对应的模式频率是可能在腔内振荡的,其中会有某些(一个或几个)模式由于相应的增益较大而优先振荡,从而夺得了系统的能量,通过增益饱和而抑制了其它模式。这种情形称模式竞争。模式竞争和谱线展宽的性质有很大关系。

跳模

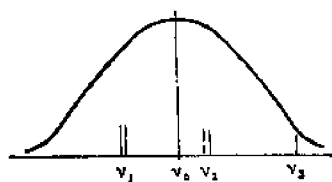
mode hopping

激光器工作时, 由于种种外来原因, 如受热和机械振动等引起的腔有效长度的变化, 泵功率的涨落, 各种耦合条件的变化等, 引起各种模式振荡条件的变动, 使激光器的工作模式骤然变动, 这种现象称为跳模。

频率牵引效应

frequency pulling effect

图示为激活介质的增益曲线, ν_1 、 ν_2 等为无源谐振腔的振荡模式的频率, ν_0 是谱线的中心频率。但激光器实际的输出频率并不等于无源谐振腔的模式频率, 而是呈现出稍向中心频率 ν_0 靠近, 即图上虚线所示的频率。这种现象称频率牵引效应。频率牵引的大小与激光器的工作条件(腔的品质因数、



频率牵引效应

输出功率、谱线展宽性质等) 有关, 近似正比于相应的无源谐振腔模式频率与 ν_0 之差。

模式牵引效应

mode pulling effect

即“频率牵引效应”。

超辐射

superradiance

通常体系中各个粒子的自发辐射是互不相干的。但理论分析和实验都证明, 在一定情况下, 大量相同粒子组成的体系, 能发生一种特殊的自发辐射过程, 这时各个粒子的自发辐射是相干的。这种相干性自发辐射称为超辐射。在通常电磁波范围内的超辐射现象, 早就在磁共振中观察到了, 但在光频范围的超辐射现象则是最近才观察到的。

有时, 人们也把下面现象称作超辐射: 激活介质中各处的自发辐射在穿过介质自身传播时通过受激辐射而得到放大, 因而激活介质会显示出由几何条件决定的某些特定方向上的发光比别的方向亮。在氮分子激光器、固体激光放大器等情况中都会遇到这种现象; 它与前述相干性自发辐射是不同的。

二、激光器件、元件及材料

激光器输出特性

output characteristics of laser

表征激光输出特性的参数有:

1. 输出功率, 包括近场和远场的连续或脉冲输出功率密度与激光束的功率分布;
2. 输出能量, 包括近场和远场的能量密度与激光束的能量分布;
3. 输出脉冲宽度;
4. 光束发散角和光斑尺寸;
5. 输出频率、线宽及频率稳定性;
6. 相干性, 包括时间相干性与空间相干性;
7. 激光输出的偏振度;
8. 噪声。

脉冲输出能量

output energy of pulse

指每个光脉冲的能量。通常以焦耳为单位。一般测量脉冲能量的方法是量热法, 常用的器件为炭斗, 电阻式量热计等。

脉冲峰值功率

peak output of pulse

是光脉冲输出功率的最大值。单位通常用瓦或兆瓦。

脉冲宽度

pulse bandwidth

对光脉冲来说, 脉冲宽度是指半功率点之间的时间间隔。也称脉冲持续时间。

脉冲平均输出功率

average output power of pulse

把脉冲重复周期的时间除每个脉冲输出能量, 所得的比值叫脉冲的平均输出功率。

脉冲重复频率

pulse repetition frequency

指单位时间输出的脉冲个数。

输出功率密度

output power density

指输出的光束在垂直它的传播方向的面上每单位面积通过的功率。通常用的单位是瓦/厘米²。

输出功率稳定度

output power stability

通常描写功率稳定程度的办法如下:

输出功率的稳定度 = $\frac{\text{输出功率变化的绝对值}}{\text{输出功率的平均值}}$

并且一般还要指出变化的时间范围。例如, 氦氖激光器输出功率为5毫瓦, 稳定度是每小时 10^{-2} 。就是说, 它在一小时内功率的变动不超过百分之一。

光强空间分布

spatial intensity distribution of laser beam

通常指激光器输出光束断面上的光强分布情况。对连续工作的气体激光器来说, 谐振腔理论给出的各阶横模的表达式, 对近处还是比较好的近似; 在远处, 由于相干和衍射、传播效应等, 情况比较复杂。对固体激光器来说, 光强空间分布不能用简单的理论模型来描写, 它与激光棒的特性、泵浦的情况等都有关系。

发散角

beam divergence angle

在远处看, 激光光束近于一束半角为 $\theta/2$ 的锥形光束, θ 就叫做发散角。气体激光器的发散角一般可达 10^{-3} 弧度, 固体激光器稍差, 一般约 10^{-2} 弧度, 半导体激光器的发散角最大, 约为几度到十几度, 并且两

个方向上不相等。通过适当的光学系统, 发散角可以大幅度改变。

激光束亮度

brightness of laser beam

光源的亮度是指它发光面上单位面积向单位立体角中发射的功率。激光光束由于有很好的方向性, 所以具有比普通光源高得多的亮度。下表是一些典型的数值, 亮度单位是瓦·厘米⁻²·立体角⁻¹。

光源	功率(瓦)	发 散 角	发 光 面 积	亮 度
太 阳	4×10^{26}	4π 立体角	2.5×10^{28} 厘米 ²	130
汞 弧	1×10^4	4π 立体角	1 厘米 ²	1000
氦氖激 光 器	1×10^{-2}	3×10^{-4} 弧度	1 厘米 ²	10^6
红宝石 激光器	10^7	5×10^{-3} 弧度	1 厘米 ²	4×10^{11}

近场图

near field pattern

指激光器输出端面上的光强分布 (参看“光强空间分布”)。对固体激光器与半导体激光器, 近场图是分析它的工作情况的一个重要依据。

远场图

far field pattern

指离激光器输出端面较远处 (严格说是与端面的距离大于 D^2/λ 处, D 是输出端面光斑的直径, λ 是光的波长) 激光光束垂直断面上的光强分布 (参看“光强空间分布”)。

激光输出偏振度

polarization of laser output

采用布儒斯特窗的气体激光器输出都是线偏振的, 无布儒斯特窗的气体激光器和固体激光器、半导体激光器的输出一般不是全偏振光。输出的偏振度对使用光调制器 (电光、磁光、声光等) 是重要的, 但可通过起偏器件来改善光束的偏振性 (参见“偏振度”)。

激光线宽

laser linewidth

激光是一种比普通光源单色性好得多的光源。原则上说, 它的线宽的极限是振荡过程的量子涨落, 可以达到非常窄, 典型的值是 $10^{-2} \sim 10^{-8}$ 赫; 虽然, 由于激光器的工作情况和环境条件的种种难以避免的扰动, 实际上激光器输出的线宽比这个理想的值还是宽得多。目前达到的最高水平是气体激光器, 有些 $\Delta\nu$ 只有几赫。激光线宽与激光器的噪声、激光的时间相干性等是互相联系的 (参见“谱线宽度”)。

激光器的噪声

noise of laser

激光器输出光波的振幅和相位的无规则涨落, 叫做激光器的噪声。产生噪声的原因很多: 激光器工作环境的机械振动和各种扰动, 激光介质的热变化, 泵浦条件的变化, 激光器本身多模工作等情况, 最后还有与自发发射相联系的量子噪声。激光器噪声表现在输出谱线的线宽、输出特性的不稳定以及相干性等方面。它的存在以及如何减少, 则是许多应用中须要考虑的问题。

单模工作

single mode operation

参见“选模技术”。通常又分为: (1) 单横模工作 (single transverse-mode operation), 指的是激光器输出是单一横模, 一般是基模 (TEM_{00q}); (2) 单模工作, 除单一横模外, 还要限制单一的纵模。

斜率效率

slope efficiency

激光器的输出强度 (功率或能量) 随激励源强度的变化曲线, 称为激光输出特性曲线。当泵浦超越阈值很高时, 它接近一条直线, 该直线的斜率称为斜率效率。

激光器

laser

激光器是利用受激发射现象来发射激光的装置。通常都是由激光工作物质、光学谐振腔和泵浦源组成。激光工作物质品种繁多,工作原理和方法也不尽相同。通常激光器可分成固体激光器、气体激光器、半导体激光器、液体和染料激光器、化学激光器和气动激光器等。

激光振荡器

laser oscillator

利用感应辐射原理可做成激光放大器和振荡器。通常把激光振荡器简称为激光器。

单脉冲激光器

single pulse laser

习惯上指输出单个脉冲的激光器。光脉冲的宽度主要取决于泵浦脉冲。通常光脉冲由很多张弛振荡尖峰组成。

重复频率激光器

repetitive frequency laser

输出有规则的脉冲序列的激光器,泛称重复频率激光器。通常这是用脉冲泵浦的方式来实现的。例如固体和半导体激光器采用脉冲电源调制来实现脉冲泵浦。但也有用连续泵浦方式,靠Q开关、腔倒空和锁模技术等别种方法来实现的。前者的频率较低,后者的频率可以很高。

巨脉冲激光器

giant pulse laser

固体激光器采用巨脉冲技术可以得到功率达百兆瓦级、时间仅毫微秒级的高功率脉冲,故称巨脉冲激光器。可以脉冲泵浦,也可连续泵浦并重复调Q来得到重复频率巨脉冲。

巨脉冲激光器功率很大,谐振腔内的激光材料棒和各种光学元件,特别是膜层都很容易损坏。所以巨脉冲激光器中常用棱镜和谐振反射器来代替介质膜全反射镜和部分反射镜。激光材料棒和光学元件都应精选。

巨脉冲激光器对测距、高速照相、引发

核聚变、焊接、非线性光学等各方面应用都很重要。

连续激光器

CW laser

指连续泵浦,输出恒定的激光器。

准连续工作

quasicontinuous operation

通常,这是指连续激光器的激励源受到不同程度的交流调制或方波调制的工作方式。这时激光输出强度也受到相应的调制。

泵浦

pumping

在激光技术中,是指将能量供给活性粒子,使其由基态跃迁到高能态,以便形成粒子数反转的过程。泵浦方式有脉冲和连续二种,具体方法有很多。

泵浦也称抽运,有时也称激励。

泵浦速率

pumping rate

单位时间内被泵浦能量激发而进入激发态的粒子数。它与泵浦功率、吸收截面、跃迁几率和基态粒子数有关。

泵浦速率分布

pump rate distribution

激光器内各点泵浦速率的分布,对激光振荡器和放大器的工作都有很大关系。尤其是对用光泵浦的固体激光棒(或液体激光器的液体池)来说,因为泵浦光从外面进入棒内时,经受表面的反射和折射,在棒内还受到吸收,所以棒内各点泵浦光的能量密度是不均匀的分布,棒内泵浦速率的分布也随之不均匀。

棒的粗细、掺杂浓度、表面情况以及泵灯位置、形状和光泵强度都会影响到泵浦速率的分布。若棒不太粗,外圈吸收少,则光能比较集中在棒中心,因而中心部分往往先起振。掺杂浓度愈高,外圈吸收加强,这种现象就不显著。

泵浦效率

pumping efficiency

照射到激光棒上的泵浦光并不是全部都能被吸收产生泵浦作用的。被吸收产生泵浦作用的光能和总的照射到棒上的光能的比,称泵浦效率。改进泵浦速率分布的条件,选择合适的泵灯光谱,在材料中加入适当的敏化离子等都是提高泵浦效率的措施。

对放电的气体激光器和电注入的半导体激光器,有时亦把器件的激光输出能量与加到器件上的电能之比称为它的效率。

光泵浦

optical pumping

这是指用光来泵浦激光工作物质。最常用的光泵浦源是电光源。用作光泵浦的光源,其发射光谱和激光工作物质的吸收带(线)匹配得越好,则效率越高。

光泵

optical pump

用来实现光泵浦的装置叫光泵。但有时也指光泵浦。

二极管泵浦

diode pumping

这是指用半导体发光二极管作泵浦光源。所以也是一种光泵浦。砷化镓发光二极管的发射谱线室温时在9000埃附近,可以泵浦钕激光器。用三元系材料,如砷铝镓或磷砷镓制得的发光二极管,发射8000埃的谱线,性能更好。

二极管泵浦有体积小、效率高的优点,适宜于集成激光器。也可列阵使用。

注入式泵浦

injection pumping

这是半导体激光器最常用的一种泵浦方式,有时也称电激励。它是在P-N结上外加正偏压,使载流子注入到结区,产生泵浦作用。这是目前各种泵浦方式中最简便、紧凑

的一种。

激光泵浦

laser pumping

这是指用激光束去泵浦另一种激光工作物质的过程。在染料激光器中用得较多。

电子束泵浦

electron beam pumping; EBP

指用高能电子束轰击激光工作物质,实现泵浦的过程。这种方式效率较高,但设备和高压电源复杂。

化学泵浦

chemical pumping

利用化学反应获得激发态粒子的方法称化学泵浦。大体上可分二类:一类是化学反应中释放的能量使产物分子(或原子,或自由基等)直接处于激发态;另一类是反应得到的高能态粒子在和别类粒子混合时,通过非弹性碰撞,把能量转移了,从而造成别类粒子的激发,这是一种间接的化学泵浦。

化学泵浦有时也叫化学激励。

日光泵浦

solar pumping

指用反射镜将日光聚焦在激光棒一端进行泵浦的方式。可用于空间。

核泵浦

nuclear pumping

核反应堆和放射性同位素都有可能用作激光器的泵浦能源,因为核反应物如裂变碎片反冲粒子和射线都有可能使气体激光介质形成粒子数反转。核泵浦有可能获得极高的功率密度,作为大功率、大能量激光器的泵浦能源。

面泵浦

face-pumping

在盘形激光器中,盘与光轴成布儒斯特角,闪光灯平行于光轴,泵光射向盘表面,这种结构称为面泵浦方式。因为盘比较薄,面积大,故散热较快,畸变较小,泵能分布比

较均匀。

端泵浦

end-pumping

将泵浦能量从激光棒一端送入而从另一端输出激光, 这种方式称端泵浦。它使泵光得到较充分的吸收并利于小型化。激光、日光或发光二极管的非相干光都可用于端泵浦。

采用端泵浦方式的激光棒, 在泵光进入的一端应镀上能透射泵光而反射激光的镀层, 而另一端的镀层应能反射泵光而部分透射激光。

热透镜补偿

thermal-lensing compensation

固体激光材料棒工作时, 中心部分温度比周围高。由于热膨胀效应以及折射率随温度而变, 造成棒中心部分的光程比周围的长。这使固体棒有如一会聚透镜, 使输出激光在近场会聚和在远场发散。为了补偿这一效应, 常把固体棒端面磨成适当曲率半径的凹球面。

固体激光器

solid laser

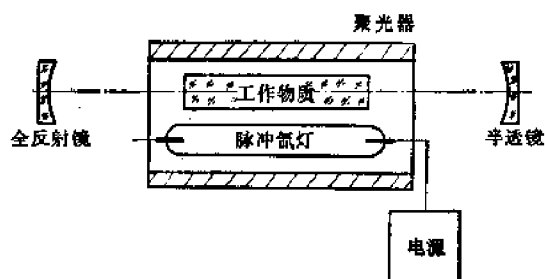
亦称固体离子激光器(solid-state ionic laser)。用掺入少量激活离子的玻璃和晶体作为工作物质。

固体材料的活性离子密度介于气体和半导体之间, 因而在活性介质的体积和冷却能力上得以折中。固体材料的亚稳态寿命比较长, 自发辐射损失小, 贮能能力强, 故适于Q开关技术, 产生高功率脉冲。此外, 还因它们的荧光线条宽较宽, 经锁模后可得超短脉冲。

固体激光器通常用泵灯作光泵浦, 所以寿命和效率常受到泵灯的限制。

固体激光材料有三能级系统和四能级系统之分。红宝石激光器是三能级的, 其余的绝大多数都是四能级的。目前常用的固体激

光器有红宝石激光器、钕玻璃激光器、钇铝石榴石激光器和钎酸钇激光器等。



固体激光器结构示意图

红宝石激光器

ruby laser

红宝石激光器是最早制成的激光器。它的输出为深红色。常温时淡红宝石最常用的输出波长为0.6943微米(R_1 线)。也可得到0.6929微米(R_2 线)的输出。深红宝石在低温77°K时可得0.7009微米(N_1 线)和0.7041微米(N_2 线)的激光输出。通常多模振荡的线宽典型值为0.1埃。输出的偏振性和红宝石晶体的生长取向有关。若棒轴与晶体的光轴成60°或90°角(称为60°或90°红宝石), 则输出是偏振的。

红宝石材料属三能级系统, 阈值高, 且室温时导热率低, 故室温下连续工作比较困难, 通常只用于单脉冲或低重复频率工作。但因为可制得较大晶体, 故至今在输出大功率、大能量脉冲方面, 只有钕玻璃激光器可与它相匹敌。

钕玻璃激光器

neodymium glass laser

用掺有钕离子的玻璃作激光工作物质的固体激光器。

玻璃有很好的光学均匀性, 可以制成各种形状和大尺寸材料, 成本低。掺钕量高, 可达6%。由于 Nd^{3+} 在玻璃中受到的点阵作用不均匀, 线宽的非均匀加宽较宽, 故荧光线条宽很宽。玻璃的另一特点是导热率低, 因

而在高重复率脉冲工作和连续工作时受到限制,较适宜于大功率和大能量脉冲工作。

钕玻璃虽然是四能级系统,但由于呈线状吸收而荧光线条又宽,所以效率并不很高。

钕玻璃激光器通常只输出1.06微米的线,只有在特定的条件下,才能得到1.37微米或0.914微米的输出。

钕晶体激光器

neodymium crystal laser

在固体激光材料中,钕是较好的激活离子,因为它属四能级系统,容易形成粒子数反转,而且它的荧光线条比较窄,所以泵浦阈值较低,效率较高。

钕晶体激光器常用的基质有钇铝石榴石(YAG)、铝酸钕(YAlO_3)、钨酸钙(CaWO_4)等。其中钇铝石榴石、铝酸钕基质含三价Y离子易于被 Nd^{3+} 取代,所以用得较多。 Nd^{3+} 的掺杂浓度通常约为0.5~2%。激光输出可以有三种波长,中心约为0.914、1.06、1.37微米。其中1.06微米的最易激发。输出波长随基质不同而略有变化。

钕晶体激光器可以用氙灯、氪灯、钾汞灯或碘钨灯泵浦。适于高重复频率脉冲工作或连续工作。

铒激光器

erbium laser

用铒作激活剂的激光器。

用钇铝石榴石,玻璃作基质的铒激光器的输出1.536微米和1.543微米都处在对人眼比较安全的范围,所以受到重视。

用氟化镧铒作基质的铒激光器输出为2.69微米,掺铒量可高达2%,在0.97微米附近有强吸收峰,可用砷化镓发光二极管泵浦,适于光集成回路。

铒激光器一般要掺铈和钕作为敏化剂。

钬激光器

holmium laser

用钬作激活剂的激光器。它的输出2.065微米对人眼较安全。

用氟化镧钬作基质的钬激光器比钕铝石榴石的更好,振荡阈值较低,斜率效率较高。

钬激光器要掺铒和铈作敏化剂。

钇铝石榴石激光器

yttrium aluminium garnet laser; YAG laser

是用钇铝石榴石作基质的固体激光器。常用的是掺钕的钇铝石榴石激光器,简写作 Nd^{3+} :YAG激光器。钇铝石榴石也是其它三价稀土激活离子的好基质。它有合适的机械性能,导热率高。

Nd^{3+} :YAG激光器效率较高,可达百分之几。还可加入敏化剂 Cr^{3+} ,来提高它的效率。它适合于中等功率连续工作或高重复率脉冲工作,广泛应用于测距、制导、加工等方面。

铝酸钇激光器

yttrium aluminate laser; YAP laser

是用铝酸钇晶体作基质的固体激光器。

铝酸钇晶体的特点是可以掺入较多的钕离子。掺钕的铝酸钇激光器效率接近 Nd^{3+} :YAG激光器。适于中等功率连续工作或高重复率脉冲工作。

这种激光器的输出可以是线偏振的,所以在进行调制时不用起偏器,从而减少插入损耗。

铝酸钇基质还可掺入其它稀土杂质。掺钬的铝酸钇,要用铒、铈作敏化剂。

过磷酸钕激光器

neodymium pentaphosphate laser; NdUP laser

是用过磷酸钕晶体作工作物质的固体激光器。它是钕晶体激光器的一种。

对过磷酸钕晶体来说,基质中的钕离子本身就是激活离子,因此激活剂的浓度比通

常铈掺杂的晶体要高得多。故对泵光吸收强,效率高。

用砷化镓二极管横向泵浦的五磷酸铈薄膜激光器适用于集成光学。

盘形激光器

disk laser; slab laser

通常用作固体激光器的铈玻璃,导热率较低。对棒直径较粗的大功率、大能量激光器,棒内部的热效应比较严重。为了增加圆棒的散热面积,用许多顺序排列的薄板(盘)来代替常用的圆棒。盘与光轴倾斜成布儒斯特角,在盘二侧安置直管闪光灯。这种结构使泵浦能量分布比较均匀,散热快,畸变少,因而可将介质泵浦到更高的能量密度。缺点是结构复杂,成本高,且易产生寄生振荡。

这种结构现在大多用于高功率激光放大器,借以获得受控热核聚变等应用所需的高功率短脉冲。

锯齿形激光器

zig-zag solid laser

是盘形激光器的一种。它的盘一个接一个按锯齿形排列,灯管一支支插在“齿牙”间作面泵浦。这种结构在冷却、照明方面都比较好,但纵向尺寸过大。



锯齿形激光器

覆盖层技术

cladding technique

盘形激光器和放大器,在泵浦功率较大时易产生寄生振荡。可以在盘的边缘加上覆盖层来消除它。这覆盖层应能吸收散乱的激光辐射,它的折射率应稍高于工作物质,并与盘边结合得极紧密。覆盖层可以用固体的,但

液体的效果更好。例如对铈玻璃盘,可以采用碘化铊-亚氯化铁溶液。

采用覆盖层技术,可以提高盘形激光器和放大器的增益和效率,并使用尺寸更大的盘。

固体激光器热效应

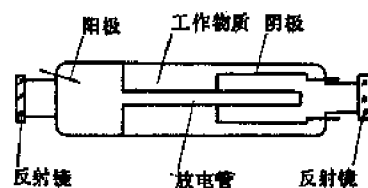
heat effect of solid laser

在固体激光器中,因泵灯的光谱不够理想,有很大部分成为无用的热能。它使激光基质的光学均匀性变坏,激活离子的荧光寿命缩短,线宽增大,还改变谐振腔光学长度。因而使振荡阈值增加,输出频率漂移,发散角增大,单色性变坏。严重时甚至停振。这种影响对高重复频率和连续工作尤为严重。为了减少或消除这一影响,应选择热光性能良好的基质,对激光棒端面作热透镜补偿,并对激光材料棒、泵灯和聚光器进行良好的冷却。

气体激光器

gas laser

以气体作为工作物质的激光器称为气体激光器。它是目前应用很广泛的一类激光器。大多能连续工作。附图是氦氖气体激光器的结构示意图。



氦氖气体激光器结构示意图

气体激光器的工作物质是气体状态的原子、离子、分子,所以又可分为原子气体激光器、离子气体激光器和分子气体激光器。它们靠气体放电来进行激励。直流放电、交流放电、射频无极放电等都可用作为激励源。

气体激光器从光学结构上可分为内腔

式、外腔式和半外腔式等几种形式。

气体激光器的单色性和相干性比其他激光器好,能长时间较稳定地工作。激光谱线已达数千种,波长分布在真空紫外到远红外波段内。在精密计量、准直、通信、雷达、全息、加工等方面得到广泛应用。

原子气体激光器

atomic gas laser

原子气体激光器的工作物质是中性气体原子。原子气体激光器可以分为两类:

1. 惰性气体原子激光器;
2. 金属蒸气原子激光器。

已观察到几十种具有受激振荡的气体元素,共拥有数百条发射谱线,其波长分布在可见光到远红外波段内。

惰性气体激光器

noble gas laser

惰性气体原子激光器的工作物质是纯的惰性气体,如氩、氦、氙、氖、氪。这类激光器中,用得最广,到现在研究得最详细的是氦氖激光器。

上述几种惰性气体,除氙外,增益大多数比较低,一般都利用氦作为辅助气体,借以提高增益来提高输出功率,而且还可以使某些原来在纯气体时不产生激光的一些波长上也能形成激光。它的输出波长大部分为红外和远红外,少数在可见光范围。

金属蒸气激光器

metallic vapor laser

金属蒸气原子激光器的工作物质是一些金属,例如铯、铅、铊、镉、铜、锡等在高温下产生的蒸气。它利用氦作为辅助气体。放大系数比较高,输出激光大多数在可见光部分。

金属蒸气放电管一般都是一根玻璃管,其上接有几根旁管,旁管内放金属,旁管外有一个温度可调的加热器以控制工作时的金属蒸气压。

这种激光器在放电时容易产生电晕现象,即金属蒸气在管内分布不均匀,致使激光减弱甚至不产生。所以在结构考虑上往往采取加回气管等措施。

离子气体激光器

ion gas laser

离子气体激光器的工作物质是气态离子。它大致分为两类:氩、氦、氙等惰性气体离子激光器和镉、汞、铊等金属蒸气离子激光器。输出波长大多数在紫外和可见光部分。输出功率比原子气体激光器高。

惰性气体离子激光器使用较多的是氩离子和氦离子激光器。金属蒸气离子激光器中较重要的是氦镉激光器。

分子气体激光器

molecular gas laser

分子气体激光器的工作物质是中性气体分子。它可以分为三类:CO、N₂、H₂等双原子分子气体激光器,CO₂、H₂O、N₂O等三原子分子气体激光器和NH₃、C₂H₂、CH₃CN等多原子分子气体激光器。其中,二氧化碳激光器是目前应用最广泛的一种分子气体激光器。

分子气体激光器主要的特点是:1. 波长范围最广,从真空紫外到远红外都有激光产生;2. 输出功率大,能量转换效率高。

氦氖激光器

helium neon laser

原子气体激光器中最早制成且最常用的是氦氖激光器。其结构参看“气体激光器”的附图。它的工作物质为氦,辅助气体为氖。它能获得数十种谱线的连续振荡,目前应用最多的6328埃的红光,此外还有1.15微米和3.39微米的红外光。它的单色性好,谱线宽度很窄,可获得极高的频率稳定度。它的方向性强,发散角小(约为一毫弧度),相干长度可达几十公里。因而可用在精密计量、准直、全息照相、测距仪、陀螺仪、通信、跟

踪等方面。它的缺点是增益低,输出功率小(十分之几毫瓦至一瓦),能量转换效率约为万分之一。

氩离子激光器

argon ion laser

在离子气体激光器中,目前使用较普遍的是氩离子激光器。它的工作物质是氩离子。它能输出多种波长,其中最强的是4880埃(蓝光)和5145埃(绿光)。

它的增益较高,目前每立方厘米的输出功率可达500毫瓦(氦氖激光器只有5毫瓦),最大输出功率约150瓦,是可见光谱区中连续输出功率最大的气体激光器,能量转换效率为千分之几。

氩离子激光器的构造与氦氖激光器的构造基本相似。放电管一般用石墨或氧化铍材料。在放电管外部附加一个产生轴向磁场的线圈以提高放电管轴心附近的电流密度,从而提高激光器的输出功率和效率,且可防止离子轰击放电管的管壁,同时具有一根回气支管使放电管内气体分布均匀,使放电管能连续而稳定地工作。

氩离子激光器主要在彩色电视、全息照相、信息存储、快速排字、物理化学研究、医学等方面应用。

氦镉激光器

helium cadmium laser

金属蒸气离子激光器中最有代表性的是氦镉激光器。主要输出波长为4416埃(蓝光)和3250埃(紫外)两条。输出功率与氦氖激光器的水平相近,但增益较高。它以镉蒸气的离子作为工作物质,氦为辅助气体。固态金属镉受热升华变成镉蒸气,管内蒸气压约 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 托。在氦镉激光器中,在阴极和阳极两端接有回气管作为气体循环回路,以稳定放电管中的镉蒸气浓度,从而减小输出功率的波动和噪声。

氦镉激光器最引人注目的优点是阈值电

流很低,仅约100毫安,而氩离子与氦离子激光器则需数安培。它可用于化学、生物学、全息照相和医学等方面。

二氧化碳激光器

carbon dioxide laser

二氧化碳激光器是分子气体激光器中最典型的代表。工作物质主要是 CO_2 、He、 N_2 等。其主要特点是:1. 它的输出波长10.6微米正好落在大气窗口,对激光远距离传输非常有利;2. 由于振-转能级比较低,所以输出功率大,能量转换效率高。纵向放电的一米长放电管的激光器可得50瓦以上功率,能量转换效率达到20%以上,是目前连续输出功率和能量转换效率最高的气体激光器。由于温度升高使输出功率很快下降,必须在激光器外套通以冷却水使管壁冷却。

二氧化碳激光器有多种型式:纵向电激励二氧化碳激光器、闭合循环流动气体电激励二氧化碳激光器、横向电激励大气压二氧化碳激光器和热激励气动二氧化碳激光器等。

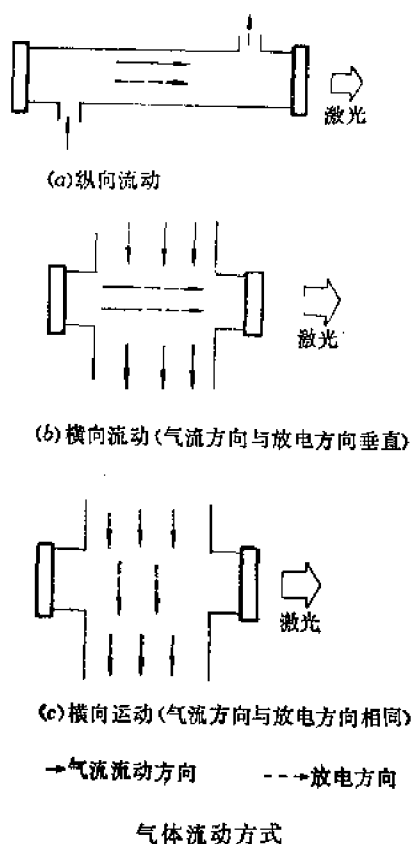
二氧化碳激光器可用于加工(切割、焊接、打孔、划线等)、通信、测距、雷达、物理化学等方面。

流动式二氧化碳激光器

flowing gas CO_2 laser

这种 CO_2 激光器的激光管不是一个封闭系统,而是不断将管内的气体从一端抽出,同时由另一端补充注入新鲜的工作气体,以避免气体的发热分解与吸收,从而有效地提高激光输出功率。例如,一支一米长放电区域的普通 CO_2 激光器,在10.6微米波长上只能得到50瓦的连续输出,一支同样长度的流动式 CO_2 激光器却能得到1000瓦以上的连续输出,所以这种方法在大功率气体激光器中使用较为广泛。

在这种激光器中,气体流动的方式主要分纵向流动与横向流动两种,其示意图如下:



横向放电大气压二氧化碳激光器

transversely excited atmospheric pressure CO_2 laser

是一种大功率的脉冲激光器件, 其输出功率可达数百兆瓦。这种器件的结构特点是, 放电方向与激光输出方向互相垂直, 管内压强较高 (一个大气压以上), 并采用预电离技术。横向放电大气压 CO_2 激光器简称 TEA CO_2 激光器。

TEA CO_2 激光器由于放电体积大和压强高, 同时采用预电离以产生均匀横向放电, 故可以获得高的脉冲输出功率。

高压可调谐 CO_2 激光器

high pressure tunable CO_2 laser

高压可调谐 CO_2 激光器是一种频率可调的激光器。它的频率能在几千兆赫的范围内实现连续调谐, 其调谐是靠控制安装在谐振腔一端的双压电晶体和光栅来实现的。

当激光器内压强增加时, CO_2 分子在9~

11 微米范围内的振-转能级中, 每一条支线的半宽度 $\Delta\nu$ 都会随压强的增加而展宽, 当压强提高到一个大气压以上时, 约展宽为几千兆赫, 因而可在这个范围内进行频率连续调谐。但是, 随着压强的升高就难以得到均匀放电, 为此这种激光器多作为波导式激光器 (详见“波导式气体激光器”)。

高压可调谐 CO_2 激光器可作为超外差光雷达的本机振荡源, 以响应回波多普勒范围的频率变化。也可作为激光化学应用中的光源。

一氧化碳激光器

CO laser

这种激光器的主要工作物质是CO气体, 而以氢、氮、氧、氙、汞等为辅助气体, 利用放电、加热、化学反应等方式进行激励, 使之受激辐射产生激光。

CO的激光能级是属于双原子分子的振-转能级, 由于工作能级较低, 激光器能以17%以上的较高效率输出百瓦以上的连续激光。其输出光谱主要是由5.4微米到5.7微米之间的10条谱线组成。在直流激励情况下输出最强的两条谱线是5.88微米与5.5124微米, 为不可见的红外线。在脉冲激励情况下, 也能输出0.6080微米的可见光。适当改变腔镜的反射率、气体成分及压强等, 甚至可得到30条不同的激光谱线。由于CO激光器有这样丰富的谱线输出, 所以它可作为光谱分析及探测某些微量大气成分的实用光源。

氢分子激光器

molecular hydrogen laser

氢分子激光器有两类, 一类是共振腔式的, 另一类是行波式的。

共振腔式氢分子激光器的结构跟常用的He-Ne激光器相类似, 已在7525至13162埃的波长范围内观察到8条氢分子激光谱线。

行波式氢分子激光器的结构跟其他气体的行波式激光器相类似, 是采用行波放电激

励系统,以高功率的电脉冲加在管子的一端作横向激励,这种激励以光速沿管子传播,在整个装置中没有使用反射镜。用脉冲宽为1毫微秒的几十万瓦的放电激励,已从氢分子激光器得出波长为1567至1613埃范围的十条激光谱线。另外也观察到波长更短为1161至1240埃范围的一些激光谱线。所有这些谱线都处在真空紫外波段,所以这种激光器属于真空紫外激光器。

氮分子激光器

nitrogen molecular laser

氮分子激光器以氮作为工作物质,波长3371埃,脉冲运转。其特点是单程增益高,采用行波激励“超辐射”过程,激光器两端无须使用反射镜,就能得到大的脉冲功率。目前已做到数兆瓦的脉冲峰值功率,脉宽为数至数十毫微秒。在简单的平板结构的氮分子激光器中,在直流高电压作用下,火花隙放电,由此产生的高压电磁波传入充有氮的激光腔时,就在其中产生大电流放电,产生3371埃相干辐射,高压电磁波沿激光腔继续向前传播,其速度与光辐射的增长脉冲同步,形成行波激励,由此获得激光。氮分子激光适用于泵浦染料激光器,农业育种等。

环形气体激光器

gas ring laser

环形激光器的特点是它的谐振腔内的光路形成闭合回路。将若干反射镜配置于一平面内,光路中放置气体放电管,便构成环形气体激光器。一般有构成三角形光路、四边形光路两种,前者由三块反射镜组成,后者则由四块反射镜组成。

在环形激光器的谐振腔内有顺时针传播和逆时针传播两束光。当环形激光器绕着自己的轴转动,或者在腔内光路上有流体流动,都会在顺时针和逆时针传播的两束光之间引起光程差,通过光拍频法或干涉法测出光程差,便可确定转速或流体流动速度。因此,用

环形激光器可以制成激光陀螺、激光转速计、激光流速计等。

环形气体激光器加上甲烷吸收室,利用振荡模的竞争效应能获得超窄谱线,给激光稳频技术提供更窄、更确定的参考频率,有利于激光频率稳定度的提高。

远红外分子激光器

far-infrared molecular laser

是一种能产生远红外激光的器件。通过对气体分子进行放电激励或光激励可产生远红外激光。放电激励的,如水汽分子的78微米与HCN分子的774微米激光谱线等;光激励的,如用CO₂的10.6微米激光来激励甲基氟、甲基醇等气体,可在远红外产生许多条激光谱线,波长甚至及于毫米波段。

远红外激光在大气中传输时的散射损耗比可见、近红外、中红外激光低得多。

目前,远红外激光器的发展颇受重视。

稳频氦氖激光器

frequency stabilized He-Ne laser

这种激光器频率稳定性极高。它选用热膨胀系数很小的石英等谐振腔间隔器,并严格防震、隔声、恒温、稳流。再将此单模单频激光器的频率与很稳定的参考频率比较,用相敏检波器检测出误差信号,把它加在附于腔间隔器的压电陶瓷上去控制腔长,使激光频率锁定在参考频率基准上达到自动稳频的目的(这种激光器的具体稳频方法参见《稳频技术》)。它广泛应用于精密计量、光谱学、地球物理学等工业和科学技术领域。

稳频CO₂激光器

frequency stabilized carbon dioxid laser

是一种工作频率稳定的CO₂激光器。其放电管与一般纵向放电CO₂激光器相同,只是对其谐振腔的腔长须进行严格控制。CO₂激光器稳频方法,常用的有被动式(无反馈系统)和主动式两种。前者主要是采取防震、隔声、恒温、恒流、选用膨胀系数小的材料

(如石英、殷钢)作腔体材料等措施。

由于CO₂激光器管内气压较高,其光强-频率曲线为均匀展宽,“兰姆凹陷”不明显,因此通常不用“兰姆凹陷”来稳频。主动稳频方法最常用的是:利用均匀展宽的谱线中心频率的峰极值为参考频率-峰极值法和利用CO₂、SF₆等的饱和吸收的反“兰姆凹陷”峰为参考频率的“饱和吸收稳频法”,其稳频的反馈伺服系统与He-Ne稳频激光器相类似。

稳频CO₂激光器单频输出功率较高,它常用于激光通信、激光雷达、光波段量子频标及一些基础研究中。

双频气体激光器

two-frequency gas laser

在气体激光器的领域内,有一种塞曼分裂双频激光器。它是在全内腔式He-Ne单频激光器谐振腔中加上轴向磁场,由于塞曼效应,使增益曲线分裂为对称于原增益曲线中心的两条圆偏振增益曲线,两者的圆偏振旋向相反。因此,使原来的单频激光变为具有两个不同频率的圆偏振激光,两圆偏振激光的频率差一般为3兆赫以下。这种双频激光器可用作新型激光双频干涉仪的光源,双频干涉仪工作频率一般在几百千赫到3兆赫左右,采用交流接收。双频干涉仪具有更强的抗干扰能力,在工业干涉计量上很有发展前途。

波导式气体激光器

waveguide gas laser

这种气体激光器采用内径很细的空心低损耗介质波导作放电管,来自两端反射镜的反射光适当会聚入放电管中,经放电管的导引向前传播,因而放电管壁起光波导的作用。这和一般气体激光器的谐振腔系统不同,后者的放电管仅起限制放电的作用。

随着放电管内径的缩小,为获得最佳工作状态,相应地增高其中的气体压强,因而

波导式气体激光器可具有较宽的压力展宽谱线,这就使它适于制成小型紧凑的可调谐激光器。

内腔式气体激光器

intracavity gas laser

气体激光器从光学结构上可分为内腔式、外腔式和半内腔几种形式。内腔式气体激光器结构示意图见气体激光器,它的反射镜直接密封固定在管子两端,故称内腔式。它结构紧凑,使用方便。但加工精度要求较高,同时管壳易受热变形,直接连动反射镜,使它偏离原来位置,造成激光功率波动。

针极放电技术

pin-electrode discharge technique

用针状电极作为阴极产生均匀放电,叫做针极放电技术。技术的关键是在大气压混合气体中获得均匀放电。若使放电时间比电弧形成的时间短,或者对放电电流加以限制以阻止收缩电弧的形成,就可得到两个电极之间的任何气体的均匀放电。针极放电技术就是获得均匀放电的较早的方法,也是较简单的方法。针极放电的阴极是一列或多列针形电极,它的数量有采用数百个的,阳极通常是一根金属圆棒、金属平板或一系列针。针极分为三种型式:串联有电阻的叫电阻针型;连接有贮能放电电容的叫电容针型;不接电阻电容的叫无阻容针型。这种方法的缺点是激励体积小,激光输出能量较低。

双放电技术

double-discharge technique

为了提高横向激励大气压激光器的脉冲能量,可以通过提高气体压强和增大有效放电体积来实现。但气压高时,容易产生局部击穿。为了防止局部击穿,获得大体积的均匀放电,主要途径是采用预电离改善气体的阻抗,双放电技术就是预电离技术中的一种。在采用双放电技术的横向激励大气压激光器中,除阳极和阴极之外,靠近阳极还有一绝

缘的触发电极, 也叫做辅助电极。触发电极通过一个触发电容器与阴极连接, 当加上电压脉冲时, 由于触发电极跟阳极的距离比阴极跟阳极的距离短得多, 首先发生阴极至触发电极的低能量预电离放电, 此预电离给阳极至阴极的主放电提供了起始条件, 大大地改善了放电的稳定度和均匀度。

电子束预电离技术

electron-beam preionization technique

在横向激励大气压激光器中, 预电离的作用是在高压气体放电中获得大体积的均匀放电 (参看《双放电技术》)。

电子束预电离技术是利用能量在 10 万至 100 万电子伏的高能电子束, 从外部横向射入激光介质区域中, 通过电子束的电离作用来提供放电所需的电荷, 即是说, 用电子束来作电离源。这种使电离源与外加电场分

开的作法, 消除了气体放电中的一个主要的不稳定来源。可由二极或多极电子枪产生高能电子束, 有热阴极的, 也有场致发射冷阴极的。采用低压氦气中冷阴极辉光放电产生高能电子束, 有一定优越性。

半导体激光器

semiconductor laser

指用半导体材料作为工作物质的激光器。

目前, 半导体激光器的激射波长从 0.33 ~ 34 微米。它的激励方式有 P-N 结注入 (电激励)、电子束激励、光激励和雪崩击穿等几种。激光器的工作物质可以是二元化合物, 也可以是三元化合物和元素半导体。

现已产生激光的半导体材料及其波长如下表所示。

目前已产生激光的一些半导体材料

材 料	波长(微米, 77°K)	激 励 方 式
硫化锌(ZnS)	0.33	电子束、光
氧化锌(ZnO)	0.37(室温)	电子束
硫化镉(CdS)	0.49(室温)	光、电子束
硒化镉(GaSe)	0.59	电子束
碲化镉(CdS _{0.8} Se _{0.2})	0.49~0.68	光、电子束
硒化镉(CdSe)	0.675	光、电子束
碲化镉(CdTe)	0.785	电子束
铝镓砷(Al _{0.3} Ga _{0.7} As)	0.63~0.90(室温)	P-N 结
镓砷磷(GaAs _{0.4} P _{0.6})	0.61~0.90(室温)	P-N 结、电子束
砷化镓(GaAs)	0.83~0.91●	P-N 结、电子束、光、雪崩击穿
磷化铟(InP)	0.91	P-N 结、雪崩击穿
铝镓砷(In _{0.3} Ga _{0.7} As)	0.85~3.1	P-N 结
碲化镉(GaSb)	1.55	电子束、P-N 结
铝镓砷(InP _{0.4} As _{0.6})	0.9~3.2	P-N 结、电子束、光
碲 (Te)	3.72	电子束
汞镉碲(Hg _{0.8} Cd _{0.2} Te)	3~15	光、电子束
硫化铅(PbS)	4.3	电子束
碲化铟(InSb)	5.2	P-N 结、电子束、光、雪崩击穿
碲化铟(InAs _{0.4} Sb _{0.6})	3.1~5.4	P-N 结
碲化铅(PbTe)	6.5	电子束、P-N 结
硒化铅(PbSe)	8.5	电子束、P-N 结
铂碲碲(PbSnTe)	28	P-N 结
铂碲碲(PbSnSe)	8~34	P-N 结

● 取决温度和掺杂。

目前比较成熟、应用较广的半导体激光器是砷化镓 P-N 结注入式激光器。

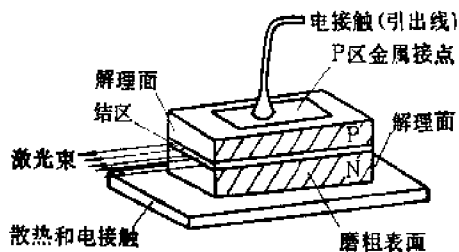
和其他激光器相比较, 半导体激光器的主要特点是: 1. 体积小、重量轻; 2. 功率转换效率高; 3. 有些半导体激光器可通过温度、掺杂量、磁场、压力等实现调谐; 4. 输出功率小; 5. 激光发散角大, 单色性、相干性都较差; 6. 输出特性受温度影响明显。

半导体激光器目前主要用于光通信、光电自动控制、集成光学和测距等方面。

砷化镓 P-N 结注入式激光器

GaAs P-N junction injection laser

又称砷化镓激光二极管。其主要部分结构如图所示。它由一个 P-N 结和晶体的两个解理面(它们必须与结面严格垂直)构成的谐振腔所组成。P-N 结的制作工艺通常是扩散法或液相外延法。



砷化镓注入式激光器内芯结构图

当 P-N 结两端加有一个正向电压时, 电子便从 N 区注入 P 区与空穴复合放出光子[●]。注入电流增大到超过阈电流后, 在结面附近的 P 区内便会造成粒子数反转, 从而形成激光振荡, 光从平行于结面的方向射出。77°K 下辐射波长为 8400 埃, 室温下辐射波长为 9000 埃。

在半导体激光器里, 注入式激光器的电源简单, 可以通过改变注入电流直接调制输出, 因此它是目前用得较广的一种半导体激

光器。

P-N 结型激光器的谐振腔

optical resonator of P-N junction laser

P-N 结型激光器的光学谐振腔, 通常可近似地看作是三层介电常数不同的介质所构成的平面波导(见图 1)。对同质结来说, 它反映了 N 区、激活区和 P 区三层不同的掺杂类型、浓度、载流子分布; 对异质结来说, 它反映了砷化镓材料和镓铝砷 ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) 材料的差别。光在波导中传播时, 通过端面

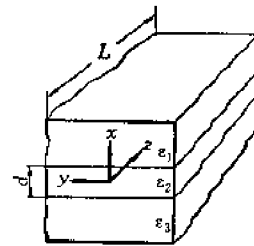


图 1 三层波导结构

的反射而形成驻波, 产生类似于通常光学谐振腔的一系列分立的振荡频率(见“光学谐振腔的振荡模式”、“纵模”)。在垂直 P-N 结结面的方向上, 光波电场振幅的分布如图 2 所示。由图可以看出, 有一部分光波还伸入

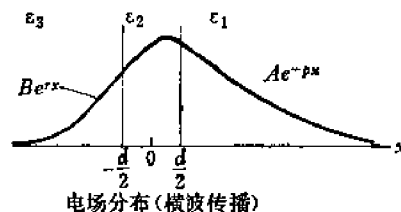


图 2 电场在波导三部分里的分布

到激活区 $\left(-\frac{d}{2} < x < \frac{d}{2}\right)$ 外面的 N 区和 P 区。这部分光波只会产生损耗, 不能获得增益。损耗的大小由 N 区和 P 区对激光的吸收系数和光波伸入的程度所决定。介电常数 ϵ_1 、 ϵ_3 与 ϵ_2 的差别愈大, 光波的伸入就将愈

● 空穴也从 P 区注入 N 区与电子相复合, 但由于空穴的迁移率比电子的小很多, 效果不如电子注入显著。

短。因此,在激活区两边选用对激光吸收系数较小的材料,并设法造成介电常数的突变,乃是降低这部分损耗,减小阈电流密度的一个重要方面。

阈电流

threshold current

注入式半导体激光器产生激光输出所需的最小注入电流称为阈电流。激光器每平方厘米面积上所需的阈电流称为阈电流密度。

阈电流密度是衡量半导体激光器性能的一个重要参量。它的大小和激光器的材料、工艺、结构等因素密切相关。一般地说,它还会随温度的升高而增大。

降低阈电流密度一直是半导体激光器工艺改进的方向之一。

阈电流密度

threshold current density

见“阈电流”。

内量子效率

internal quantum efficiency

在注入式半导体激光器里,单位时间P-N结区产生的光子数和同一时间注入的电子-空穴对数之比为内量子效率。

由于P-N结内有吸收、散射和衍射等损耗,在器件外部所测得的光子数远小于结区所产生的光子数,所以把单位时间激光器输出的光子数和注入的电子-空穴对数之比定义为外量子效率。

量子效率随着温度的升高而降低。

外量子效率

external quantum efficiency

见“内量子效率”。

功率转换效率

power conversion efficiency

在注入式半导体激光器里,它本身输出的功率和外加在其上的电功率之比为功率转换效率。功率转换效率的大小与器件的材料、结构,以及脉冲重复频率、脉冲持续时间等

因素有关。

半导体激光器的突然退化

catastrophic degradation of semiconductor laser

半导体激光器在运用过程中,往往发生输出特性变坏,功率下降,以致完全损坏的现象。一种变坏进行得很迅速,它是由于输出的激光强度太高,使晶体表面(即谐振腔端面)受到破坏所致。这便是突然退化,也称自失效。一种变坏进行得较缓慢,它是半导体的一种老化现象,和器件的制造工艺,P-N结区的晶体完整性,以及工作电流密度等因素有关。这称逐渐退化。

半导体激光器的逐渐退化

gradual degradation of semiconductor laser

见“半导体激光器的突然退化”。

同质结激光器

homojunction laser

是仅用单一一种半导体材料制备的P-N结型半导体激光器。它的典型结构是P⁺-P-N夹层(见图)。通常采用锌扩散法或液相外延法制备。其结构的波导特性较差,阈电流较大(室温下最低阈电流密度为 $2\sim 3\times 10^4$ 安/厘米²)。室温下,只能在脉冲状态下使用。



同质结激光器结构示意图

单异质结激光器

single heterojunction laser

是在砷化镓单晶片上用液相外延法生长一层铝镓砷($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$)单晶而制备的半导体激光器。结构如图所示。它有一个由铝镓砷-砷化镓组成的P⁺-P结和一个由砷化镓构成的P-N结。其所以加一个异质的P⁺-P结,是因为铝镓砷的禁带宽度比砷化镓的大,

折射率比砷化镓小,对注入电子和光能有效起着约束和降低损耗的作用,使室温下阈值电流密度下降,效率提高。它在室温下的阈值电流值比同质结激光器低2~3倍,效率高1~2倍。这种器件在室温下,目前也只能在脉冲状态下使用。



单异质结激光器结构示意图

双异质结激光器

double heterojunction laser

是用多次外延法使在激活区P型砷化镓的上下两面都生长了一层铝镓砷的单晶,各形成一个铝镓砷-砷化镓异质结而构成的半导体激光器。结构如图1所示。这种结构对载

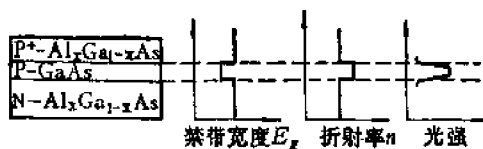
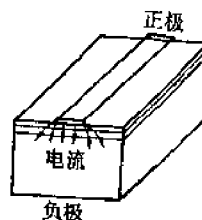


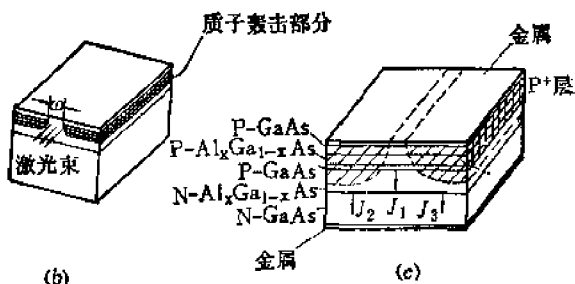
图1 双异质结激光器结构示意图

流子和光的约束作用比较完善,激活区中光的增益大、损耗小。由于是对称波导,所以可用减小P区厚度的方法来降低阈值电流密度。目前,它已实现了室温下的连续激光工作,即加上直流电就能发出相干光。

为了减小接触电阻,降低功耗,易于散热,以实现在室温下连续受激。双异质结器件目前大都采用长型结构,电极做成长300~400微米,宽15~25微米的窄条。条型激光器的具体结构有多种,如电极接触条型、台面条型、质子轰击条型、结条型、平面内条型等(图2)。其中平面内条型结构采用最多。

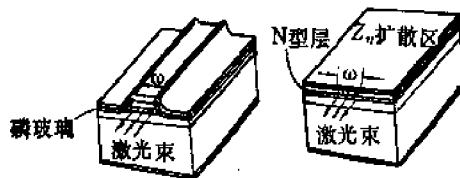


(a)



(b)

(c)



(d)

(e)

图2 各种条形结构示意图

(a)电极接触条型;(b)质子轰击条型;
(c)结条型;(d)台面条型;(e)平面内条型。

条型激光器

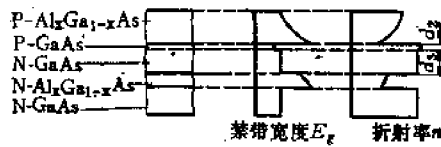
laser with strip geometry

见“双异质结激光器”。

大光腔激光器

large optical cavity laser

双异质结激光器是用减少激活区厚度的方法来实现低的阈电流的,这就造成输出面光能密度过大。为了解决这一问题,设计了大光腔激光器(见图)。在这种激光器里,激活区只是光腔中的一部分,可以作得很薄,这样能保持低的阈电流密度;同时光是在较大的空腔中传播的,减少了输出面的光流密度,因而允许有较大的光功率输出。它的缺点是,由于光腔大了,输出模式较多。



大光腔激光器结构示意图

电子束激励半导体激光器

electron-beam pumped semiconductor laser

这是指利用高能电子束轰击半导体材料,使其实现粒子数反转的半导体激光器。它的谐振腔可以利用半导体的两个端面形成,称为“内腔式”;也可以利用外加半透明反射镜来形成,称为“外腔式”。它发光区的宽度取决于电子流的穿透深度,激励的电子能量愈高,穿透愈深,发光区就愈宽,能承受的发光功率也就愈大。电子的加速电压一般为数十千伏至1~2百千伏,并在脉冲条件下工作。

这种器件的优点是输出功率比注入式的大;不需要制备P-N结,因而可以利用某些不易制成P-N结的半导体材料作为工作物质,扩展了半导体激光的波段。但它设备复杂,结构庞大,须要与高压电源配合使用。

分布反馈半导体激光器

distributed-feedback semiconductor laser

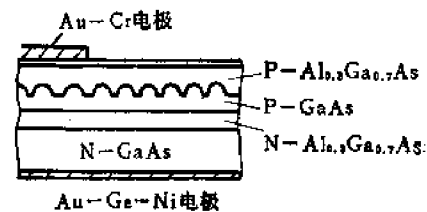
是采用精密光刻和多次外延的方法在半导体激活区内沿P-N结结面引入一个折射率周期变化的梳状结构,其深度为500~1000埃。被激励的载流子复合发出的光在折射率和增益周期变化的区域传播行程中,由于布拉格反射而不断地被反馈放大。这种梳状结构代替了通常半导体激光器端面的法布里-珀罗反射镜的反馈作用,故取名分布反馈激光器。

它的激励方式有光泵浦、电子束激励和P-N结电注入。激光波长 λ 主要和梳状周期 Λ 有关:

$$\lambda = \frac{2n}{m} \Lambda$$

式中 n 是激活材料的折射率, $m=1,2,3,\dots$ 是布拉格反射的级次, $m=1$ 布拉格反射最强,阈值最低,高次反射阈值升高。

这种器件不需要光学平面作为谐振腔,输出模式稳定,激光波长受温度影响小,相干性好,工艺上也易实现集成化,因此在作为全息术光源和集成光学回路的光源等应用方面,很有发展前途。



GaAs-(AlGa)As双异质结分布反馈激光器结构示意图

阵列式半导体激光器

semiconductor laser array

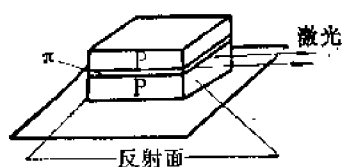
为了得到较大的输出功率,可以把许多单个半导体激光器组合在一起。通常的组合方法是列阵法。即在同一片已做好P-N结的片子上,用光刻腐蚀的方法分成好几个单个器件,或把单个激光器排列成一定形状,然后将它们并联或串联起来。这便是阵列式半导体激光器或半导体激光器阵列。

雪崩击穿式半导体激光器

avalanche breakdown semiconductor laser

半导体中的载流子被电场加速到一个足够高的能量时,会发生碰撞电离,并产生大量的电子-空穴对。这种现象叫做雪崩击穿。利用雪崩击穿来造成粒子数反转的激光器称雪崩击穿式半导体激光器。

它的结构如图所示,在两层P型半导体间夹有一层高纯度的 π 层。雪崩击穿开始就发生在P- π 交界面处。激光在垂直于电场



雪崩击穿式激光器示意图

的方向射出。这种激励方式，目前还仅在少数半导体材料上试验。

液体激光器

liquid laser

激光工作物质是液体的激光器，称为液体激光器。

按工作物质的性质，可分为：无机液体激光器和有机液体激光器（见表）。

液体激光器分类表

有机液体 激光器	稀土螯合物液体激光器
	有机染料液体激光器
无机液体 激光器	单一体系（三氯化磷体系、二氯化亚砷体系）
	混合体系（三氯化磷-二氯化亚砷混合体系）

早期的液体激光器是有机螯合物液体激光器，近期主要是无机液体激光器和有机染料激光器。

液体激光器的器件及泵浦方式与固体激光器相似。但是，液体激光器可以循环操作，这是其主要特点。

与其他激光器相比，液体激光器有下列优点：

液体激光工作物质的光学均匀性好，无炸裂及损伤问题；体积大小不受限制；造价低廉，制备容易；通过循环操作，还能减小热畸变。

目前，有些液体激光器（如无机液体激光器）毒性及腐蚀性较大，因而尚未得到广泛应用。

有机螯合物液体激光器

organic chelate liquid laser

这是早期的液体激光器，其工作物质是稀土元素的β二酮螯合物的有机溶液。

这类激光器的优点是：无毒、无腐蚀性；制备容易，造价低廉。

由于稀土的β二酮螯合物的发光特点，它只能被紫外光所激发。另外，体系中含氢键的高能振动对稀土离子的发光有严重的猝灭作用。所以，这种激光器阈值很高。特别是稀土螯合物对紫外光吸收很厉害，从而使激光工作物质的有效体积很小，激活离子的浓度也不大。这样，其输出能量很小。因为这些原因，这种激光器目前已不被人注意。

无机液体激光器

inorganic liquid laser

由于使用的溶剂属于无机溶剂，所以称之为无机液体激光器。

早期的无机液体激光器是掺铈的二氯化亚砷体系。由于毒性太大，后来改进为掺铈的三氯化磷体系。

无机液体激光器具有高增益、低阈值及高平均功率等优点。由于受激发射截面大，还适宜做放大级。如果对液体进行循环冷却，还可以获得高重复频率的脉冲输出。在中等能量输出时，液体激光器的平均功率与能量转换效率均比固体激光器高。

这种激光器的缺点是，发散角大，工作物质具有毒性及腐蚀性。

质子惰性液体激光器

aprotic liquid laser

因为无机液体激光器使用的溶剂属于质子惰性溶剂，所以也常把无机液体激光器称为质子惰性液体激光器。

参见“无机液体激光器”。

三氯化磷-二氯化亚砷混合体系液体激光器

phosphorous oxychloride-thienyl chloride liquid laser

在三氯化磷（ POCl_3 ）为溶剂的无机液体激光溶液中，有时也加入一定量的二氯化亚砷（ SOCl_2 ）。这种体系称之为三氯化磷-二氯化亚砷混合体系，简称为混合体系。

和其他的无机液体激光器相比, 它的优点是: 工作温度范围广, 可在 $-80\sim 70^{\circ}\text{C}$ 之间工作; 粘度小, 适宜循环操作。

激光溶液

laser solution

液体激光器所使用的激光工作物质称为激光溶液。

激光溶液由溶剂和溶质组成。

溶剂可以是有机溶剂或无机溶剂; 也可以是单一溶剂或混合溶剂。

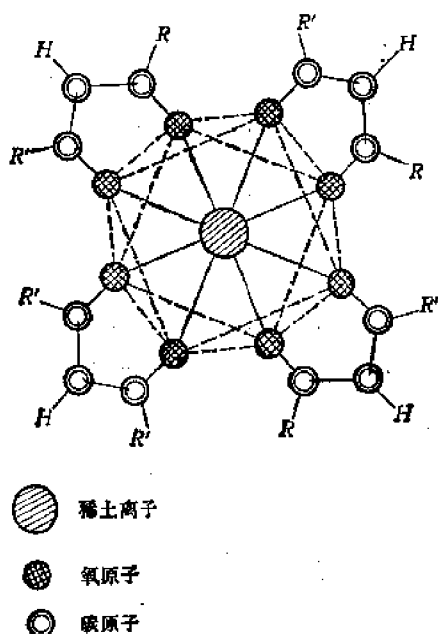
溶质一般是稀土的有机或无机化合物, 或者是有机染料。溶质向激光溶液提供所需的激活离子或激活分子。

有时尚须向溶液中加入其他物质, 以改进激光性能。

笼型结构

cagelike structure

在有机螯合物激光溶液中, 有机配位体按一定的空间结构包围着稀土激活离子 (如图)。这种空间布局犹如一个笼子, 而稀土离子位于笼子中间。因此, 人们形象地把这种



笼型分子结构示意图

结构称为笼型结构, 这种化合物称为笼型化合物。

这种结构对稀土激活离子有一个很好的屏蔽作用, 使溶剂分子或其他杂质对激活离子的猝灭作用变小。

高能振动

high energy vibration

由两个原子所形成的化学键可以进行伸缩振动。其振动频率与参与成键的原子之质量有关, 原子质量越小, 振动频率越高。振动频率越高, 振动能量就越大。如果一个化学键具有高的振动频率, 就称它具有高能振动。

由于氢原子的质量最小, 所以含氢的化学键一般都具有高能振动。

具有高能振动的化学键, 其振动能级有时与某些稀土激活离子的受激发射能级相近, 从而易发生能量的共振转移。这样就会对稀土离子的发光有猝灭作用。所以在液体激光工作物质中, 尽量不引入具有高能振动的分子。

重原子效应

heavy atoms effect

含有氢原子的化学键对稀土离子的荧光有严重的猝灭作用 (参见“高能振动”)。当用比氢重的原子取代氢时, 其猝灭作用就变小了。例如: Nd^{3+} 在重水中的发光量子效率就比在水中的大 5 倍。如果溶剂和溶质是由更重的原子所组成, 那么, 其荧光寿命会更明显增加。这种现象称为重原子效应。

从这点出发, 人们选择不含有比氧更轻的原子所组成的无机化合物做为溶剂, 制成了无机液体激光器。

三氯化磷

phosphorous oxychloride

分子式为 POCl_3 。

三氯化磷具有良好的光学特性, 从近紫外区 (2800 埃) 一直到近红外区, 对光都

是透明的。P-O 键的伸缩振动频率为 1285 厘米⁻¹，比 Nd³⁺的 $^4F_{3/2}$ — $^4I_{15/2}$ 的能级间距 5500 厘米⁻¹小得多，从而对亚稳态的 Nd³⁺不易造成无辐射损耗。另外，Nd³⁺各激发能级的能级间隙： $^4F_{9/2}$ — $^4F_{7/2}$ (1080 厘米⁻¹)； $^4F_{7/2}$ — $^4F_{5/2}$ (800 厘米⁻¹)； $^4F_{5/2}$ — $^4F_{3/2}$ (1200 厘米⁻¹) 却与 P-O 键的振动频率 1285 厘米⁻¹很接近。这样，P-O 键的振动可以在这些能级中间起着共振转移作用。从而使各 4F 能级的激发离子很快转到 $^4F_{3/2}$ 的受激发射能级上，这样极有利于在 $^4F_{3/2}$ 能级上实现粒子数反转。这是 Nd³⁺在 POCl₃ 体系中受激发射截面大的重要原因。

所以，三氯化磷是无机液体激光溶液的优良溶剂。

驯服期

“broken in”

无机液体激光工作物质有一种特性，即新制备的激光溶液在固定输入能量的氙灯泵浦时，起初激光输出能量较低，随着激励次数的增加，输出能量逐渐上升，最后，趋于恒定。这一过程称为驯服期。

驯服期的长短依激光溶液的制备条件及器件条件而略有差别。一般需要 10~20 次左右的氙灯泵浦激励。

驯服期也称为插入期或断裂期。

液体激光光管

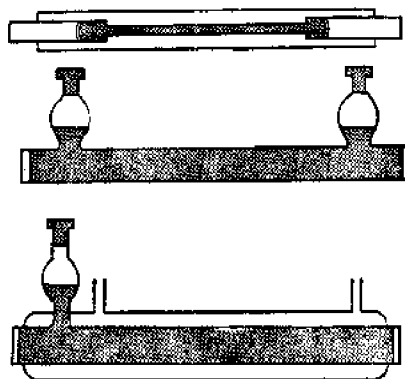
liquid laser cell

盛放液体激光工作物质并能产生激光的容器称为液体激光光管。

液体激光光管一般由透光性好、耐高温的硬质玻璃或石英玻璃所制成。

对液体激光光管的加工有一定的要求，尤其是用光胶的方法封闭管子两端的平面玻璃（或石英玻璃）时，要有极好的平行度。

根据不同的要求，已设计了各种式样的液体激光光管。



液体激光管

循环式液体激光光管

circulating liquid laser cell

循环式液体激光光管的结构较为复杂。它由膨胀区 A、E，压缩区 B、D，工作区 C，以及喷嘴型窗塞所组成（图 1）。这种设计可以使液体流动时具有良好的光学均匀性。

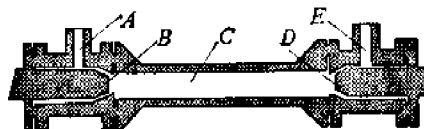


图 1 循环式液体激光光管

在高重复频率及要求长时间稳定运转时，常采用水套式的循环式液体激光光管（图 2）。适当地控制冷却水与激光溶液的温度差，采用这种光管可以得到十分稳定的激光输出。

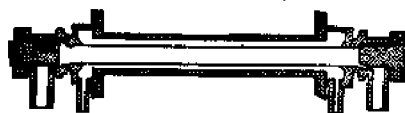


图 2 水套式的循环式液体激光光管

循环式液体激光器

circulating liquid laser

循环式液体激光器是激光溶液循环流动的液体激光器。

它由循环泵、热交换器、过滤器和循环

式液体激光光管所组成。

工作过程中, 激光溶液通过循环的办法带走了氙灯泵浦时所产生的热。因而减小了激光光管中的径向温度梯度, 大大减小了热光畸变。这样, 可以提高重复频率, 并能获得高的平均功率。

热光畸变

thermal-optical distortion

液体激光器的热光畸变较为严重, 因为液体的折射率的温度系数($\frac{dn}{dt}$)是负值, 而且绝对值也比固体大得多。液体激光器的发散角也比较大。

循环操作可以大大减小液体的热光畸变。

染料激光器

dye laser

用有机染料做为激活剂的激光器称之为染料激光器。

染料激光器的工作物质可以是: 1) 染料的有机溶液; 2) 染料在有机塑料中的固溶体; 3) 染料蒸气。

最常用的是有机液体染料激光器。它由四个部分组成: 1) 泵浦光源; 2) 谐振腔; 3) 染料池或喷嘴; 4) 染料溶液的循环和过滤系统。

染料激光器按工作方式分为: 1) 脉冲式染料激光器; 2) 高重复频率染料激光器; 3) 连续波染料激光器。

染料激光器的突出特点是波长连续可调。其波长分布在 3400~12000 埃范围内。由于这种特点, 染料激光器在目前深受人们重视。

染料激光器除了波长可调之外, 尚有以下优点: 可激发的有机染料种类繁多, 价格低廉; 增益高, 可达 10^3 厘米⁻¹; 效率也较高, 其输出功率可与气体或固体激光器相比; 激光溶液的光学均匀性好; 制备容易; 可以循环操作, 有利于冷却。

激光染料

laser dye

能够用来产生激光振荡的染料称之为激光染料。

目前的激光染料有上百种, 均为有机化合物。最有效的激光染料都有某些相同的结构特点。它们包含有一条单链与双链交替的碳原子链, 这种链称为共轭链。这种共轭链构成了致色系统。

共轭链的电子态比原子或离子的电子态有宽得多的能量。这对于染料激光器的可调谐性有着重要的作用。

目前常用的激光染料可分为六大类:

1) 恶唑族染料; 2) 蒽族染料; 3) 花青族染料; 4) 吡啶族染料; 5) 咕吨(氧杂蒽)族染料; 6) 聚甲炔族染料。

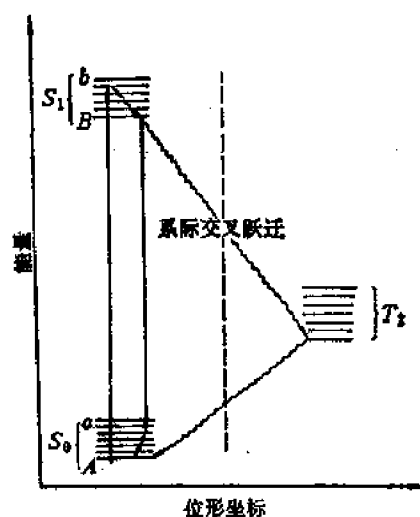
染料分子能级图

energy level diagram of the dye molecule

有机染料分子是由很多原子所组成。其能级图可以利用位形坐标来模拟简单的双原子分子的能级图(见图)。

能级由两个系列——单重态(用 S 表示)和三重态(用 T 表示)组成。

激励时, 染料分子由 S_0 激发到 S_1 中的



染料分子能级图

一个子能级 b 上。然后,无辐射跃迁到 S_1 的最低子能级 B 上。染料分子从 S_1 的 B 能级跃迁到 S_0 中的子能级 a 上,便放出荧光。随后,染料分子无辐射地回到基态 A 上。

激光振荡就发生在 S_1-S_0 的辐射跃迁过程中。而染料分子的特征颜色及吸收光谱也由 S_0-S_1 跃迁所决定。

系际交叉跃迁

intersystem crossing

染料分子除了在单重态之间跃迁之外,还可以从单重态 S_1 无辐射跃迁到三重态 T_1 上。这种跃迁称为系际交叉跃迁。

染料分子的单重态 S_1 的寿命极短,一般为 10^{-8} 秒左右。而三重态 T_1 的寿命很长,可达 10^{-3} 秒。当染料分子通过系际交叉跃迁到 T_1 ,则长寿命的三重态 T_1 就如陷阱一样把受激染料分子陷住。从而使激光振荡难以实现。为此,须采用三重态猝灭剂来消除这种影响。

三重态猝灭剂

triple state quench agent

由于有机染料分子的能级跃迁存在系际交叉跃迁(参见“染料分子系际交叉跃迁”)。所以,要使染料激光溶液产生激光振荡就必须减少三重态上的粒子数。三重态猝灭剂可以使处于三重态上的染料分子迅速回到基态(单态 S_0)。

常用的三重态猝灭剂是氧和环辛四烯。例如在若丹明 6G 的乙醇溶液中,染料分子三重态的寿命为 10^{-3} 秒。在用氧气饱和之后,其寿命减小为 10^{-7} 秒。

表面活性剂

surface active agent

很多激光染料不溶于水,在水中易生成多聚体,多聚体不能产生激光振荡。

表面活性剂可以使染料分子在水溶液中以单体的形式存在,从而增强水溶液的荧光。有些表面活性剂也是三重态猝灭剂,这更有利于改善染料溶液的激光性能。

例如,加有表面活性剂的若丹明 6G 水溶液就是连续波染料激光器的很好的激光溶液。

染料池

dye cell

染料激光器的染料激光溶液是盛在染料池内而置于谐振腔中的。

不同类型的染料激光器,其染料池也不同。大致有以下几种:

1. 闪光灯泵浦用的染料池,其池长与灯的弧长相等。

2. 脉冲激光器泵浦用的染料池,其窗面可以是平行的或两窗面成一很小夹角(这样可以防止自激)。

3. 连续激光泵浦用的染料池,这种池的两个窗面平行度极高,而且窗面间距仅为一毫米左右。

喷嘴

nozzle

在染料激光器中,由于染料池加工困难,也可用喷嘴把染料溶液喷射成一个光学质量好的厚度适当的薄层来代替染料池。

染料激光器泵浦技术

pumping technology for the dye laser

染料激光器最早的泵浦方式是用激光泵浦,以后也采用闪光灯泵浦。

用激光泵浦染料激光器有三种形式:

a) 横向泵浦:泵浦光束与染料激光光束相垂直。

b) 纵向泵浦:泵浦光束与染料激光光束同轴。

c) 倾斜入射式泵浦:泵浦光束与染料激光光束成一锐角。

目前激光泵浦的染料激光器的光谱范围为:3600~11760 埃。

闪光灯泵浦时可以用氙灯,但希望氙灯脉冲窄而且上升时间短。

目前闪光灯泵浦的染料激光器的光谱范

范围是: 3420~8890 埃。

染料激光器调谐技术

tuning technology for the dye laser

在谐振腔内加入调谐元件可以对染料激光器进行调谐。常用的调谐元件有: 光栅、棱镜、法布里-珀罗标准具。

改变溶液的组成、染料种类和浓度或改变温度和染料池的长度, 可以改变激光器的调谐范围。

化学激光器

chemical laser

通过化学反应来实现粒子数反转的激光器称化学激光器。

化学激光器一定要通过化学反应来实现运转。

目前化学激光器用到的工作粒子有:

1) 利用原子的电子能级跃迁的, 如 I、Br、F。

2) 利用分子的振动-转动能级跃迁的, 如 HCl、HF、HBr、DCI、DF、DBr、CO、CO₂、N₂O。

3) 利用自由基的振动-转动能级跃迁的, 如: OH、NO、CN。

目前几种重要的化学激光器见附表。

很多化学反应能释放能量, 因而可以不要外界能源。有的化学能转化成激光光能的效率也相当高, 可以制成体积小、重量轻的激光器。自从在化学激光器中采用了气动技术之后, 它在高能激光器中很引人注目。利用速度接近于光速的相对论性电子束激励的化学激光器, 在短脉冲大功率激光器中也很重要。

几种重要的化学激光器及其性能

化学反应体系	激光器类型	工作粒子	化学效率(%)	增益(厘米)	分贝/米	操作压力(托)	输出波长(微米)
CF ₃ I	光解、脉冲	I	0.5		40	20	1.315
H ₂ + SF ₆ (或F ₂)	连续波	HF	10	8	35	4~15	2.6~3.5
F ₂ + O ₂ + SF ₆ + H ₂	电子束引发脉冲	HF	5.2(电效率200%)			700	2.6~3.5
DF-CO ₂	连续波传能	CO ₂	5	2~3	9~13	5~40	10.6
DF-CO ₂	光引发脉冲	CO ₂	12			300	10.6
CS ₂ -O ₂	自由燃烧火焰	CO	2.5	~0.3	~1.4	10~40	4.8~6.0

纯化学激光器

pure chemical laser

不需要外界电能、热能或光能, 而由化学反应本身的自由能维持反应的进行, 并把化学反应释放的能量变成激光能量的激光器。

例如, H₂-F₂ 激光体系是由氟原子引发的, 而氟原子可由 NO + F₂ → F + NOF 或由 D₂ + F₂ 的燃烧释放出的热解离氟分子而生成。CS₂ + O₂ 燃烧生成 CO 的化学激光器也属于这一类。

如果所需要的外界能量比激光输出能量小很多时, 例如, 引发化学反应时要用少量

电能或光能。也属于纯化学激光器。

传能化学激光器

transfer chemical laser

由化学反应产生的激发态粒子(原子、分子或自由基)经过非弹性碰撞(一般是共振转移), 将激发能传递给另一种粒子, 使之发生粒子数反转而产生激光的激光器。

目前广泛应用的传能化学激光体系是 DF-CO₂ 体系。它是由振动激发态的 DF 分子把能量传递给 CO₂ 分子使之激发到 (001) 能级。激光输出是 CO₂ 的 (001)-(100) 能级间的跃迁。其输出波长为 10.6 微米。

这种体系可以提高能量利用率及光学谱

振腔的腔压, 简化操作手续。另外还可以实现输出波长的变化。

横向激励大气压化学激光器

transversely excited atmospheric chemical laser

是采用横向放电激励的方法 (参见“横向激励 CO₂ 激光器”) 使 H₂+F₂ 或 D₂+F₂ 体系产生化学激光的激光器。

这种激光器的优点是: 操作压力高, 可提高单位体积激光器的输出能量; 脉冲时间短, 可提高输出功率; 光束的光密度较均匀等。

此外, 用速度接近光速的相对论性电子束预电离与横向激励相结合的方法来进行引发, 更能提高功率。

化学激光器引发技术

initiating technique of chemical laser

化学激光器一般要利用释能反应, 并希望是快速反应, 尤其是达到特定能级的反应速度要快。由于链式反应是快速反应, 所以常采用链式反应。

一些化学反应, 特别是链式反应, 要引发才能开始反应。所以, 化学反应的引发技术是化学激光器的关键之一。它常需要一种合适的, 能在较高气压、大空间范围内, 快速的引发技术。现有的引发技术有:

- 1) 紫外光引发, 如 $F_2 + h\nu \longrightarrow 2F$;
- 2) 电子引发, 如 $F_2 + e \longrightarrow 2F$;
- 3) 燃烧引发 (热引发), 如 $F_2 \xrightarrow{\text{高温}} 2F$;
- 4) 化学反应引发, 如 $F_2 + NO \longrightarrow NOF + F$ 。

部分反转

partial inversion

这是气体或化学的分子激光器中粒子数反转的一种特殊情况。

分子的每一振动能级又分为一系列振动-转动能级 (参看“振动能级”、“转动能

级”)。有时, 虽然分子振动的高能级的总分子数 $n(v+1)$ 小于振动的低能级的总分子数 $n(v)$, 但对于其中一对振动-转动能级 $(v+1, J)$ 和 $(v, J+1)$ 来说, 仍可能有粒子数反转。这是因为转动能级 $J+1$ 相对于转动能级 J 来说, 转动能量是高的。一个振动能级的总分子数分配到不同的转动能级时, 转动能量高的分配到的相对较少。所以, 在 $n(v+1)$ 不是比 $n(v)$ 小得多时, 就有可能出现上述情况, 这时从 $(v+1, J)$ 到 $(v, J+1)$ 的跃迁有可能发射激光。这种情况称为部分反转。除了对振动-转动能级外, 对有些分子的电子-振动能级也有可能发生部分反转情况。

全反转

total inversion; complete inversion

如果分子的振动能级的分布是反转, 即 $n(v+1) > n(v)$, 则称为全反转。

在化学激光器中, 全反转一般存在于反应刚刚完成时, 随后, 由于粒子间相互碰撞交换能量而逐渐变成部分反转。最后则没有粒子数反转。和部分反转时只有 $(v+1, J)$ 到 $(v, J+1)$ 的跃迁不同, 全反转时, Q 支 ($\Delta J = 0$)、R 支 ($\Delta J = -1$) 都可以有激光。

化学激光器的效率

efficiency of chemical laser

化学激光器的效率有四种表示方法:

- 1) 化学效率: 激光输出能量除以化学反应释放的总能量。
- 2) 电效率: 激光输出能量除以解离或加热气体而需要输入的总电能。
- 3) 质量流效率: 在流动态的化学激光体系中, 输出的总的激光能量除以消耗原料的总重 (包括氧化剂、还原剂和稀释剂)。通常以焦耳/克或者千焦耳/公斤来表示。
- 4) 体积效率: 激光输出的能量除以消耗原料的总体积 (包括氧化剂、还原剂或稀释剂)。一般连续波化学激光器的输出以

瓦/升·秒为单位。脉冲式化学激光器以焦耳/升为单位。

化学激光器的效率较高。例如, 现已实现的化学激光器的化学效率已达10%以上。有些电子束引发的化学激光器的电效率已达250%左右。

气体动力学激光器

gasdynamic laser

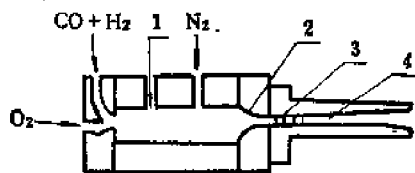
用气体动力学的方法来实现粒子数反转的激光器叫气体动力学激光器, 简称气动激光器。用气动方法(如通过超音速喷管、缝隙出流、爆震等)使激光的工作气体迅速绝热膨胀变冷, 处在激光上能级的分子, 由于它们的弛豫过程比气体冷却过程慢, 来不及发生变动; 而处于下能级的分子, 其弛豫过程较快, 比较能跟上气体冷却过程, 因而下能级粒子数减少。在一定条件下, 便可使膨胀后的气体实现粒子数反转。工作气体目前有二氧化碳、一氧化碳等。激励方式有用燃烧的、化学的、电弧加热的以及爆炸的等。气动激光的连续功率输出是目前各类激光器中最高。缺点是总体效率不高、装置较大、光束质量较差。

二氧化碳气动激光器

CO₂ gasdynamic laser

这种激光器的工作气体是CO₂, 辅助气体是N₂。高温的二氧化碳和氮的气体, 通过超音速喷管迅速膨胀变冷; 因为N₂分子的振动能级和CO₂分子反对称振动能级的弛豫过程比较慢, 所以在喷管出口处能造成CO₂分子的粒子数反转。这种激光器能达到数十千瓦的连续功率输出。通常是用燃烧CO气体或燃烧乙炔、双氧等来得到喷管上游的高温气体。也有用化学反应激励、爆炸激励、电弧加热等方法的。下图是一种典型装置的原理图。燃烧室中产生压强为20~30大气压的混合气(CO₂占10%左右, N₂占90%左右, 还有少量的水), 温度为1400°K左

右。通过喷管后变为气压为0.1大气压, 温度比室温稍低的气流。它是粒子数反转的, 在谐振腔中流过时可输出激光能量。最后经扩压器排出。



二氧化碳气动激光器

1—火花塞; 2—超音速喷管; 3—谐振腔; 4—扩压器。

脉冲气动激光器

pulsed gasdynamic laser

像图示的装置, 燃烧室中充以CO、O₂、N₂和少量H₂气体, 点火后爆炸燃烧得到高温CO₂、N₂和H₂O的混合气体, 然后打开高压阀门得到脉冲激光输出。

爆炸泵浦气动激光器

explosion pumped gasdynamic laser

用类似于气动力学中激波管一类装置, 以爆炸炸药时产生的强烈冲击波压缩工作气体, 使之变为高温高压气流, 经过超音速喷嘴膨胀, 实现粒子数反转, 获得激光输出。

气动式化学激光器

gasdynamic type of chemical laser

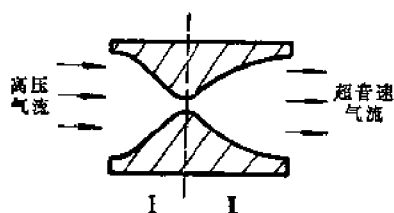
参看“化学激光器”。这是一种把化学反应激励和超音速膨胀结合起来, 实现反应产物的粒子数反转, 造成连续工作的激光器。目前用的系统有氢氟系统、氟氟-二氧化碳传能系统等。

超音速喷嘴

supersonic flow nozzle

又称拉瓦尔喷嘴(Laval nozzle)或收敛-扩张喷嘴(converging-diverging nozzle)。它是获得超音速气流的基本装置。附图是它的原理图。沿着气流方向, 它的横截面先减小(称为收敛段)到某一最小值(称喉部), 然后再增大(称扩张段)至出口。上游流进的高压气流在收敛段速度变快, 到喉部达到

音速；然后在扩张段转变为超音速气流，随截面增大而继续加速。在气动激光装置中，超音速喷嘴通常是二维喷嘴。大流量时常用列阵式的复合喷嘴。为了要达到均匀的，较理想的超音速气流，喷嘴侧壁的型线、加工精度、表面光洁度等都有较高要求。标志其性能（流量和出口气流速度）的主要参量是喉部的面积以及面积比（即出口面积与喉部面积之比）。



超音速喷嘴

I—收敛段，气流是亚音速的；II—扩张段，气流是超音速的。

拉瓦尔喷嘴

Laval nozzle

见“超音速喷嘴”。

分布反馈激光器

distributed feedback laser; DFB laser

周期性地改变薄膜状活性介质的折射率或增益，它会像光栅一样引起布喇格衍射，使部分光反射而形成反馈。这种反馈可以满足布喇格条件的波长振荡。

这种分布反馈结构可用于增益较高的半导体激光器和染料薄膜激光器，它是平面型的，不用反射镜，适用于光集成回路。这种结构可以利用光栅状间隔来调整输出频率，并有滤波作用，可以得到很窄的输出线宽。

薄膜介质上小于输出波长的光栅状间隔，可以用多种方法来实现。例如将掺若丹明 6G 的聚氨酯塑料薄层涂在具有光栅状波纹的熔融石英基片上，或在半导体的激活面上刻蚀极细的平行条纹等。

单频激光器

single frequency laser

经选模后获得单横模、单纵模输出的激光器称单频激光器。它的输出线宽最窄。例如单频气体激光器的输出频率宽度可达几十赫。常作精密测量用。

可以从行波激光器或超模激光器获得单频输出。对锁纵模激光器进行选频耦合也可以得到单频输出。也可用短腔选模获得单频输出。

调频激光器

frequency-modulating laser; FM laser

用调制器以接近于纵模频率间隔的频率调制腔内损耗或相位时，当调制度还没有达到足以锁模的程度时，由于各模之间的非线性效应而产生了边带，边带的频率接近于别的振荡模。这时激光器输出中交替出现一系列被调制的模和它们的边带，这样的激光器称为调频激光器。

当调制度增加到足以锁模时，边带不再存在，输出是具有一定重复率的脉冲序列，这就是锁模激光器。

可调谐激光器

tunable laser

激光输出波长可在一定范围内连续变化的激光器称可调谐激光器。

目前已做成的一些可调谐激光器及其调谐范围如下：

半导体激光器	0.6 微米至中 红外
染料激光器	0.34 微米至 1.2 微米
气体激光器	真空紫外区

自旋转向喇曼激光器也是一种可调谐激光器。利用光混频和光参量振荡等非线性效应也可制成可调谐激光器。

可调谐激光器对检测大气污染、物质结构研究、化学研究和激光光谱学都很有用。

紫外激光器

ultraviolet laser; UV laser

输出波长在紫外波段的激光器统称紫外激光器。有些激光器可直接输出紫外激光,如氮分子激光器、某些染料或半导体激光器。有些则利用倍频得到紫外激光,如将脉冲红宝石激光器输出倍频,或将钕晶体激光器输出四倍频,则可得到功率较大的紫外激光。

X 射线激光器

X-ray laser

X射线的波长和晶体的晶格常数同数量级,因此是材料分析的重要工具。现有的X射线材料分析使用非相干X射线,得到的晶体点阵对X射线的衍射花样缺乏直观性。如果采用相干的X射线,则可得到晶格结构的全息图。从而使我们能够第一次真正看到晶体内部的微观世界。因此X射线激光器的研制无疑将对物质结构等基础科学研究会有重要意义。

因为许多金属的内层电子极难电离,一般的泵浦方式难以成功,所以获得X射线激光比较困难,目前尚在研制中。

纤维激光器

fiber laser

通常用钕玻璃纤维作为工作物质,芯部直径约100微米,掺1~2%钕,外面包一层折射率较低的玻璃。用注入式激光器泵浦。

这种激光器对集成光学很有用。

薄膜激光器

thin film laser

激光工作物质成薄膜状的激光器都可称薄膜激光器。现在已有多种薄膜激光器。几乎所有的半导体激光器都是薄膜激光器,此外还有分散在塑料薄膜中的染料激光器,各种分布反馈激光器和钕玻璃及掺钕氟化铜钇薄膜激光器。

薄膜激光器一般不要求大功率输出,但要求有较高的贮能密度和泵浦转换效率。

激活离子

active ions

在激光工作物质中,可以发射激光的原子、分子、离子,统称为激活剂。如果是离子,就称之为激活离子。

在固体及液体激光工作物质中,常用的激活离子是稀土元素及过渡金属元素的离子。

稀土元素由于其参予激光发射的4f电子被外层电子所屏蔽,所以受外场的影响较小,因而其荧光较窄。目前广泛应用的激活剂就是稀土元素。常用的是三价钕离子(Nd^{3+}),此外也有铒(Er)、铥(Tm)、镱(Yb)等。

过渡金属元素参予激光发射的3d电子易受外场影响,虽也可用作激活剂,但应用不太广泛。目前仅有三价铬(Cr^{3+})得到应用。

敏化剂

sensitizing agent

在激光工作物质中,除了激活离子外,还可以加入某种其他杂质离子,以增强荧光。这种现象称之为敏化荧光现象,加入的杂质离子称之为敏化剂。

荧光的增强是由于敏化剂吸收了泵浦光之后,通过各种方式把光能传递给激活离子,使之激发。其实质是增强了对泵浦光的吸收,提高了泵浦效率。

在不同的基质中,对不同的激活剂,其敏化剂也不尽相同。

目前用到的敏化剂有稀土离子铒(Er)、镱(Yb)等和过渡金属离子铬(Cr)、锰(Mn)。

基质

host

在激光工作物质中,参予激光发射的是激活离子。但是,激活离子必须寄存于适当的固态或液态的材料之中。这种材料称之为激光工作物质的基质。

基质对激活离子的光谱性质是有一定影响的。

对于激光工作物质的基质,还有一定的

光学、物理化学性质的要求。

红宝石

ruby

是掺有少量三价铬离子(Cr^{+3})的 α 型氧化铝(Al_2O_3)单晶。

红宝石是接近于立方晶系的单轴晶体。密度 3.98 克/厘米³，熔点 2040℃，莫氏硬度 9。其热学性质随温度而变。

红宝石最早用焰熔法制得，近来改用提拉法。

红宝石在 3600~4500 埃及 5100~6000 埃有较强的吸收带，所以，红宝石激光器适宜用氙灯或汞弧灯泵浦。

红宝石有两条较强的荧光线条 R_1 、 R_2 。因 R_1 的跃迁几率比 R_2 的大，通常只能得到 R_1 线(6943 埃)的激光。

钕玻璃

neodymium glass

很多种玻璃(如硅酸盐玻璃、磷酸盐玻璃、硼酸盐玻璃)都可以做为三价钕离子(Nd^{+3})的基质，掺钕的玻璃统称为钕玻璃。

目前应用较多的是掺钕的碱-碱土-硅酸盐玻璃。因为 Nd^{+3} 在这种玻璃中具有较长的荧光寿命和较高的荧光效率。常用的是锂-镁-铝硅酸盐玻璃和钾-钡-镱硅酸盐玻璃(钡冕玻璃)。

玻璃中掺钕的量可以高达 6%，而且容易制备均匀性好、体积大的材料。

由于玻璃具有无序的结构，从而使钕离子的荧光谱线有较大的非均匀展宽。

钕玻璃的导热性差，有些杂质(如铁、铂等)不易排除。

钇铝石榴石

yttrium aluminium garnet (YAG)

化学式： $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ 。

密度：4.55 克/厘米³；莫氏硬度：8.5；熔点：1970℃；导热率：0.11 瓦/厘米℃；折射率：1.81(1.06)微米。

属立方晶系，因具有石榴石型结构，故称钇铝石榴石。它是光学各向同性晶体。在 0.28~5.3 微米间透明。

这是一种复合氧化物。目前多用提拉法制备。晶体生长方向宜为[100]或[111]。

钇铝石榴石是一种优良的激光晶体基质。可掺入各种稀土激活离子，如铈、铒、钐、钕、镱。

掺入的铈离子取代基质中的钇离子。由于铈的离子半径比钇的大，故不宜掺入太多。一般为 1.0~1.2%。

掺钐的钇铝石榴石是目前较好的激光工作物质。

铝酸钇

yttrium aluminate (YAP)

化学式： YAlO_3 。

密度：5.35 克/厘米³；熔点：1875℃；克氏硬度：1300；导热率近于钇铝石榴石。

属正交晶系，具有畸变的钙钛矿型结构。

在 0.29~5.9 微米间是透明的。

铝酸钇可以掺入各种稀土激活离子，掺钐的铝酸钇是一种很好的激光工作物质。

铝酸钇可用提拉法制备，其生长速度快，成本低，是一种优良的基质晶体。

氟磷酸钙

fluorapatite (FAP)

化学式： $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$ 。

密度：3.2 克/厘米³；克氏硬度：480；熔点：~1700℃；折射率：1.637；热膨胀系数： $8.5 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ 。

属于六方晶系，磷灰石结构。

可用提拉法制备，因为它的结构复杂，成分多变，所以光学性质与制备工艺有极大的关系。

掺钐的氟磷酸钙或氟磷酸镱($\text{Sr}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$)作为激光工作物质时，其阈值较低，而斜率效率较高。但由于其强度差，质地较软，在输出功率较大时，易发生形变。

硅酸氧磷灰石

silicate-oxyapatite (SOAP)

这是一系列化合物,其化学通式为:
 $ML_4(SiO_4)_3O$ 。其中M为碱土离子,L为钇
 或稀土离子。已制得的晶体为硅酸氧
 钙钡($CaLa_4(SiO_4)_3O$)、硅酸氧钙钇
 ($CaY_4(SiO_4)_3O$)、硅酸氧锶钡($SrLa_4$
 $(SiO_4)_3O$)等。

属于六方晶系。

这类晶体是较新的激光基质。尤以硅酸
 氧钙钡最受重视。它对稀土离子可掺杂浓度
 高。但机械强度与导热率比钇铝石榴石差。

这类晶体可用提拉法制备。其生长速度
 较快,成本较低。

硫氧化钨

lanthanum oxysulfide (LOS)

化学式: La_2O_2S 。

无色晶体。2000°C以上熔化分解。600°C
 以上在空气中氧化。导热率接近于钇铝石榴
 石,较硬。

它是单轴晶体,在0.35~8微米间透明。
 可做为钕激活离子的基质。在掺钕1% (原
 子)时,晶体呈蓝绿色。对可见光吸收较强。

Nd^{3+} 在硫氧化钨中的受激发射截面比
 在钇铝石榴石中的大。因而用掺钕的硫氧化
 钨为激光工作物质时,阈值较低。

其制备方法为:在真空状态下,将原料
 粉末在钨坩埚中加热熔化,保温一小时后,
 缓慢降温即可得到无色或浅黄色晶体。

光学晶体热处理

heat treatment of optical crystal

将晶体在一定的条件下进行加热可以改
 变晶体的某些性能,如机械性能、电学及光
 学性能等。某些晶体的缺陷如位错、色心等,
 也可用这种方法给予改善。

对晶体的热处理,须采用一定的气氛,
 并对加热的温度、升温及降温速度以及热处
 理的时间均有一定的要求。

光学晶体检验

inspection of optical crystal

光学晶体的检验主要包括:

1) 物化性能测试。主要为熔点、导热
 率、折射率、热膨胀系数以及化学试剂对晶
 体的作用等。

2) 光学均匀性测试。主要为折射率不
 均匀性、应力所引起的双折射等。

3) 使用性能的测试。这是指在特定的
 器件条件时,材料的综合性能,如激光晶体
 的激光性能、电光晶体的电光特性等的测试。
 使用性能不仅反映了晶体材料本身的优劣,
 也与工作条件有关。

晶体光学缺陷

optical defects of crystals

影响晶体光学性能的一切缺陷,统称光
 学缺陷。它包括折射率的不均匀性和内应力
 所造成的双折射等。

晶体的光学缺陷实际上是晶体本身缺
 陷(例如,掺入杂质的不均匀分布、位错、
 生长条纹、散射颗粒、色心等)对晶体光学
 性质的影响。

散射颗粒

scattering particles

在晶体中有时存在一些微小颗粒,它对
 光会造成散射或吸收。这种颗粒称之为散射
 颗粒。

散射颗粒的产生主要是由于原料中的杂
 质及晶体生长所用的容器(坩埚)引起的
 污染。

散射颗粒对高功率,尤其是对连续系浦
 工作的激光材料是极为有害的。

色心

color center

透明晶体的某些缺陷会产生并非这种晶
 体所特有的、新的吸收带,这种缺陷称之为
 色心。

产生色心的原因很多,如:化学成分

偏离,杂质的存在以及紫外及 α 射线的辐照所引起的晶体的缺陷。

色心对晶体的光学性质有很大的影响。在激光工作物质中,如果晶体的色心严重,会大大地影响激光输出。

除了生长完美的晶体外,对晶体退火以及工作时滤掉有害光均有利于防止色心的产生。

生长条纹

growth striation

生长条纹是一种间距为几十到几百微米的条纹状结构。

它的产生是由于在晶体生长过程中,因温度波动、浓度波动,以及双晶等造成的晶体不均匀性。

生长条纹影响了晶体的光学均匀性,造成光的散射与衍射,引起光的附加损耗。

晶体激光损伤

laser damage in crystal

激光晶体工作物质和激光调制晶体在强的激光照射下会发生机械或光学性质的损坏。例如:体内出现丝纹或裂纹,表面出现麻点或焦斑等。

体内损伤主要是内部的缺陷及杂质吸收所造成的。表面损伤常常是由于激光在晶体表面形成局部受热汽化而造成的。

各种晶体的抗激光损伤也是各不相同的。

玻璃激光损伤

laser damage in glass

玻璃激光工作物质在使用过程中,尤其是在大功率及大能量输出时,会发生机械及光学性能变坏的现象。

玻璃所能承受的最大能量密度称之为抗损伤阈值。

影响抗损伤阈值的因素很多,主要是:铂及其他过渡金属离子杂质的污染、气泡、非金属夹杂物以及内应力等。

激光束的自聚焦等非线性过程也是造成玻璃损伤的重要原因。

光学镀层激光损伤

laser damage in optical coatings

在强激光作用下,光学镀层会发生瞬间的或积累的破坏。试验表明,仅仅用功率密度说明损伤阈值是不够的,还必须确切说明光脉冲的空间和时间特性。损伤机理尚在研究中。有关试验表明,材料、基片表面质量和蒸镀工艺都将影响镀层的抗伤能力。

为了提高镀层的抗激光损伤强度,应注意膜层材料对激光的吸收要小,本身的熔点要高。例如,可使用电子束蒸镀的二氧化锆、二氧化硅等高熔点材料。

偏振器

polarizer

只允许振动面为某一固定方向的偏振光通过的器件叫偏振器。将自然光变成偏振光时叫起偏器。用于分析和检验偏振光时叫检偏器。

按其作用原理,偏振器主要有下面几种: 1. 基于反射起偏原理的玻璃片堆; 2. 基于双折射原理的偏振棱镜(如尼科耳棱镜、格兰棱镜等); 3. 基于二向色性的,如电气石晶片或碘硫酸奎宁晶体膜片等。

起偏器

polarizer

见“偏振器”。

检偏器

analyser; analyzer

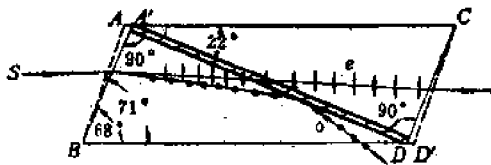
见“偏振器”。

尼科耳棱镜

Nicol prism

是产生和分析偏振光的一种元件。当自然光通过它时会变成线偏振光。它是由方解石晶体磨制而成。先取一块长度约为宽度三倍的方解石晶体,将两端切去一部分,使在主截面上的角度由 71° 变成较小的 68° ,然后

将晶体沿垂直于主截面及二端面 AB 和 CD 的 AD 面切开 (如图所示), 再把切开的面磨成光学平面, 然后用加拿大树胶粘起来。当自然光进入尼科耳棱镜时, 产生双折射, 分成寻常光 (o 光) 和非常光 (e 光), 因胶合层的折射率大于 e 光的折射率而小于 o 光的折射率, 因此当入射角为 $8 \sim 36^\circ$ 之间时, o 光在胶面上发生全反射, 而 e 光顺利通过。这就使得从尼科耳棱镜通过的光是只有一个振动方向 (即 e 光振动方向) 的线偏振光。

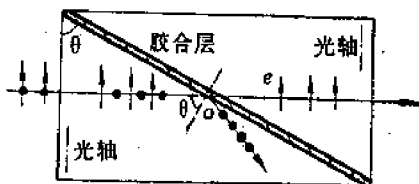


尼科耳棱镜

格兰-汤姆逊棱镜

Glan-Thomson prism

这是尼科耳棱镜的改型, 是由两块方解石晶体胶合而成。也是一种产生和检验偏振光的偏光棱镜。其结构和工作原理如图。两块方解石直角棱镜的光轴与入射端面平行, 选用折射率介于方解石双折射率之间的树脂 (如加拿大树胶 $n_c < n_m < n_o$) 作胶合剂。在棱角大于一定值时, 入射光束光振动垂直于纸面的光束 (o 光) 在胶合面上因全反射而不能通过棱镜; 振动面平行于纸面的光束 (e 光) 通过棱镜。它的优点是, 入射光孔径角较大 (约 40°), 而尼科耳棱镜只有 28° (均指对加拿大树胶而言)。

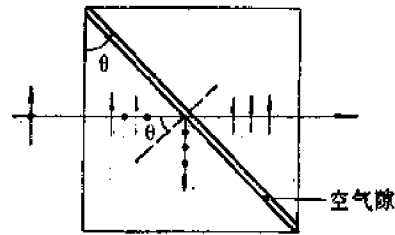


格兰-汤姆逊棱镜

格兰-傅科棱镜

Glan-Foucault prism

这也是由两块方解石直角棱镜组成的偏光元件, 和格兰-汤姆逊棱镜的区别是, 不用胶合剂胶合, 中间层就是空气隙, 如图。由于胶合剂在强光或短波光波作用下会分解破坏, 格兰-傅科棱镜中没有胶合剂, 可用于强光或短波紫外线的情况。在激光 Q 调制技术中常采用这种棱镜。



格兰-傅科棱镜

波片

wave plate

波片是光波相位延迟器。用双折射 (或其他各向异性材料) 沿平行于光轴方向切制的、具有精确厚度的平行平板。当光垂直入射通过它时, 产生双折射, o 光和 e 光之间就产生一确定的相位差 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_o - n_e) d$, 式中 n_o 和 n_e 为晶片对 o 光和 e 光的主折射率, d 为晶片厚度, λ_0 为所通过的光的波长。显然, 改变晶片厚度 d 就可改变 o 光和 e 光之间的相位差 δ 。通常称 δ 为 2π 整数倍 (光程差为波长 λ_0 整数倍) 的晶片为全波片; 称 δ 为 π 奇数倍 (光程差为 $\frac{1}{2}\lambda_0$ 奇数倍) 的晶片为 $1/2$ 波片或半波片; 称 δ 为 $\pi/2$ 奇数倍 (光程差为 $\frac{1}{4}\lambda_0$ 奇数倍) 的晶片为 $1/4$ 波片。

用其他具有旋光性的介质也可制成使入射光偏振面旋转的波片。波片旋光角 $\alpha = kl$, 式中 k 是介质的旋光系数, l 为介质沿光传播方向的厚度。同样, 使偏振面旋转 2π 整数倍的称全波片, 旋转 π 奇数倍的称半波片 (或 $1/2$ 波片), 旋转 $\pi/2$ 奇数倍的称 $1/4$ 波片。

半波片

half wave plate

见“波片”。

四分之一波片

quarter wave plate

见“波片”。

分束器

beam splitter

能把一束光分为几束光的光学元件称为分束器。

不同构造的分束器所分出的光束的特性各有所异。采用镀金属膜或介质膜反射镜的方法制作的分束器,可将一束光分为在一定波长范围内为强度相等或成一定比例的两束光束。利用偏振棱镜可将一束光分为不同偏振状态的光束。采用带通滤光片则可将一束光分为两束或多束频率范围(颜色)不同的光束。

布儒斯特角

Brewster angle

光由一种介质进入另一种介质时,一般说来,在入射面振动和垂直入射面振动这两种偏振光都既有反射又有透射。因此,一束自然光入射时,反射光一般不是全偏振光。但存在一个特殊的入射角 i_b ,当光以这个角度入射时,垂直入射面的偏振光仍然既有反射又有透射,而在入射面振动的偏振光则只有透射完全没有反射,因此当自然光以这个角度入射时,反射光是全偏振光,其振动方向垂直于入射面。这个角度称为布儒斯特角。它满足 $\tan i_b = n = n_2/n_1$,式中 n 为两种介质的相对折射率。

布儒斯特窗

Brewster window

在外腔式的气体激光器中,为减少气体放电管两端面的玻璃(或石英)窗的反射损耗,两端面的玻璃片(石英片)不是垂直于轴向放置,而是让它与光轴成一定角度,使

激光束的入射角等于布儒斯特角。这样,电矢量平行于入射面的偏振光通过窗面时便几乎没有反射损耗;而电矢量垂直入射面的偏振光,则反射损耗很大,所以输出的激光是偏振光,其电矢量平行于入射面。这种端面结构称为布儒斯特窗。

法布里-珀罗干涉仪

Fabry-Perot interferometer

是一种典型的多光束干涉仪。通常由两块平面(或球面)玻璃板组成。玻璃片内表面磨得精度很高(一般内表面面形精度不低于 $\lambda/20$),且镀高反射膜。通过精密调节机构调整二板的平行度和间距,从而造成多光束干涉,产生细锐明亮的干涉条纹,具有很高的分辨率。

在平行光束中,干涉条件为 $k\lambda_k = 2h$ ($k = 1, 2, 3, \dots$),一般称 λ_k 为干涉仪的谐振频谱。 $\Delta\lambda = |\lambda_k - \lambda_{k-1}| = \frac{\lambda^2}{2h}$ 称为频谱

间隔; $\delta\lambda = \frac{(1-\rho)}{\rho^{1/2}} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\pi}$ 称为谱线宽度,

ρ 为膜层反射率。法布里-珀罗干涉仪在激光技术中(如谐振腔、选模技术和谱线超精细结构分析等方面)得到广泛应用。

法布里-珀罗标准具

Fabry-Perot etalon

如果用膨胀系数较小的材料(如铟钢)把法布里-珀罗干涉仪两板之间的距离固定下来,就成了法布里-珀罗标准具(参见“法布里-珀罗干涉仪”)。

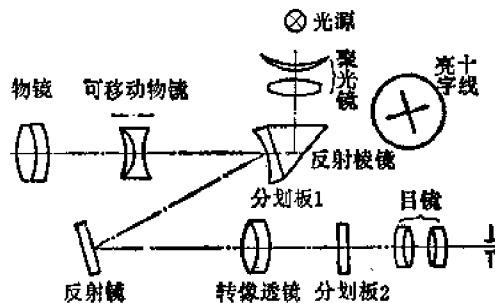
内调焦平行光管

inner-adjustable focus collimator

物镜焦距可以连续改变的自准直平行光管称为内调焦平行光管。其光学系统图如下。

用改变可移动物镜的位置变化组合物镜的焦距,使分划板1的镀铝表面上刻划的亮十字线在物空间的像的位置由 $+\infty$ 至 $-\infty$ 连续可变。因此,内调焦平行光管既可准直平面光学零件,也可以准直曲率半径由 $-\infty \sim$

$+\infty$ 变化的各种球面光学零件。由于能够直接观察到被测零件的像,所以还可用它调整各光学零件孔径的重合程度。

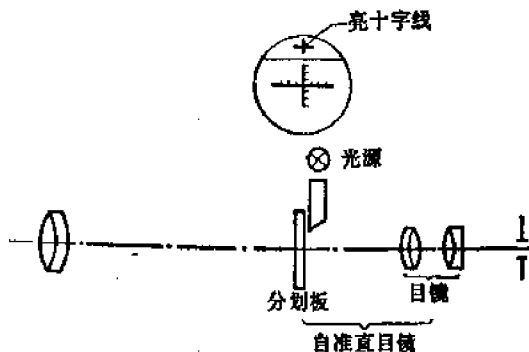


内调焦平行光管光学系统

自准直平行光管

auto-collimator

能够对所观测物体进行准直的平行光管称为自准直平行光管。由普通平行光管附加自准直目镜构成,其光学系统图如下。



自准直平行光管光学系统

图中所示为阿贝型自准直目镜,也有用所谓高斯型自准直目镜的。位于物镜焦面上的分划板有一被照亮的十字线。测量时用亮十字线由被测物体表面反射光在分划板上所成象的重合程度来判别被测表面之间的相互位置。若亮十字线的所有反射象全部重合,则表示各表面的法线被准直。也可以用亮十字线不重合的程度来测量各表面的夹角,所以自准直平行光管有时也称为比较测角仪。

一般自准直平行光管因物镜焦距不可调,只能用于准直激光器内平面光学零件的相互位置。球面的准直须采用内调焦平行光

管。

集成光学

integrated optics

集成光学是研究光集成回路的技术和理论。

将集成电路的结构和技术应用于激光系统,可以制成独石结构的光集成回路。这种结构坚实稳定,受环境干扰少,它可使激光系统的体积和重量减少 10^4 倍,并大大降低制造成本。

光集成回路由振荡、调制、放大等有源元件和传输、变换、探测等无源元件组成,它可以用纤维介质波导,但平面介质波导尤为重要。光集成回路要求激光器体积小,效率高,寿命长,激励方法简单,易与波导耦合,散热性好。现有的激光器还不能完全满足这些要求。双异质结二极管激光器可以在室温下连续工作,比较适用,但尚须解决耦合等问题。此外,平面结构的分布反馈激光器和染料薄膜激光器也较适用于光集成回路。

光集成回路至今尚处于研制阶段,它对光通信、数据处理、贮存、显示,以及光外差探测等都很有用。

平面介质波导

planar dielectric waveguide

当折射率较高的介质 (n_2) 为折射率较低的介质层 (n_1) 所包围时,如

$$n_2 - n_1 \approx \frac{3}{4} \left(\frac{\lambda}{a} \right)^2$$

则波长为 λ 的光几乎完全集中在半宽度为 a 的高折射率区,成为良好的光波导。只要波导的尺寸与折射率差适当,它可以单模传输。

制作平面介质波导时,先在基片上形成极薄、极细的高折射率带,再在其上淀积一层折射率较低的覆盖层。非晶态的玻璃或塑料薄膜损耗低,易于制成,但晶态的,尤其

是半导体薄膜, 因对红外透明, 所以更有用。为了进行单模传输并减少散射损耗, 波导的尺寸应接近于波长, 而它的表面平滑度、厚度和均匀度应不超过波长的十分之一。

适当改变波导的几何形状或局部折射率, 可以模拟无源元件的功能, 例如改变波导层的局部厚度, 可使光折射或聚焦; 而波导的不连续陡部可以代替分束器或反射镜。

聚光器

laser pump cavity; illuminating configuration

在固体激光器和液体激光器中用来把光源发出的光聚集到激光工作物质上的装置。其工作表面为高反射镜面或漫反射面。通常这是一个空心的封闭几何形体, 它把光源和激光工作物质包在其中。因此又常称为聚光腔。

球形聚光器

spherical cavity

这是早期使用的一种聚光器, 呈中空圆球状, 内壁为高反射镜面。光源和激光工作物质紧挨着放在球心。因为经球心发出的光经球面反射仍会聚于球心, 所以当圆球尺寸较大时有较好的聚光效果。

球形聚光器还有另一种焦外聚光方式, 参见“椭球聚光器”。这相当于将椭球的两个焦点合一为圆球的球心。

球形聚光器体积过大, 加工不便, 现在已很少使用。

圆筒聚光器

cylindrical cavity

因为固体激光器中所用的光源和激光工作物质大都成棒状, 因此可采用筒形聚光结构。它结构紧凑, 加工方便。

圆筒聚光器是筒形结构中最简单的一种。灯管和激光物质棒平行筒轴对称放置。它相当于作焦外聚光方式的椭圆筒聚光器的一个特例。参见下条。

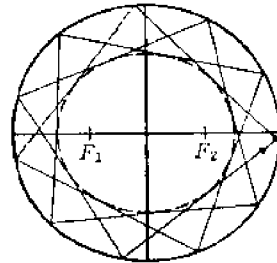
椭圆筒聚光器

elliptical-cylindrical cavity

聚光器呈空心椭圆柱状。通常有两种聚光方式:

(一) 焦上聚光。灯管和激光物质棒分置椭圆柱的两个焦线上。椭圆柱中一个焦线上发出的光全部会聚于另一焦线上。这是成象式。

(二) 焦外聚光。灯、棒平行对称安置在椭圆柱的焦线和柱壁间。几何光学分析表明, 椭圆主轴上焦外任一点发出的光经椭圆反射必交于另一端焦外主轴上, 见图。



焦外聚光

采用焦上聚光, 为减小像差, 椭圆筒要有较大的横向尺寸。而采用焦外聚光方式, 则结构可比较紧凑。

椭圆筒聚光器是目前用得较多的一种聚光器。

多椭圆筒聚光器

multi elliptical-cylindrical cavity

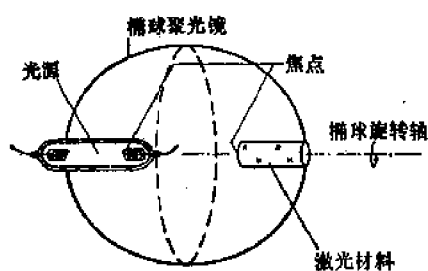
这是为了增加光泵能量而单灯又达不到要求时采用的一种聚光器。其横截面是两个或多个椭圆合到一起, 激光材料棒放在公共的焦点上, 灯管放在每个椭圆的另一焦点上。这样可以提高输入能量或功率, 而且辐照比较均匀。缺点是效率低, 加工复杂, 体积大。

椭球聚光器

ellipsoidal cavity

这种聚光器的几何形状呈旋转椭球状。它采用焦外聚光的原理工作, 灯管和激光物

质棒沿着椭球的长轴分别安放在焦外两端。和椭圆柱的焦外聚光方式同理, 焦外轴线上任意一点发出的光经椭球内壁反射必交在另一端焦外轴线上。这种聚光器有最好的聚光效果。它本身的旋转对称性使棒的照明比较均匀, 在各种结构中阈值最低, 对高重复频率或连续工作的较小激光棒尤为适用。但加工比较困难。



椭球聚光器

紧包裹聚光器

close-packed pumping system

将激光材料棒和一支或几支直管泵灯放在一起, 用铝箔或一定形状的反射腔包裹。这种聚光器不靠成像聚光, 靠直射和多次反射照明, 效率较低。但它结构简单, 体积小, 制作方便。尤其当灯、棒很粗, 甚至还要多灯泵浦时, 尤为可取。

漫反射聚光器

diffuse-reflective cavity; white-box system

和大部分聚光器相反, 漫反射聚光器的工作表面为漫反射面。这可以在聚光器内壁涂上白色粉状物如氧化镁等来实现。这种聚光器使泵灯对激光材料棒的照明比较均匀, 但是由于大部分光线须经多次漫反射才被激光材料棒所吸收, 这中间被反射面和灯自身吸收的损失较之通常的高反射镜面聚光器要大。为了提高效率, 减少这种损失, 漫反射聚光器多做成紧包裹式。

泵灯

pumping lamp

用来作光泵浦的电光源称泵灯。通常这是一些高亮度的脉冲工作或连续工作的气体弧光放电灯 (如氙灯、氪灯), 金属蒸气灯 (如汞灯、碱金属蒸气灯), 有时也用到一些高亮度的白炽灯 (如碘钨灯、溴钨灯)。由于工作温度高, 通常这些灯管都用石英材料制成, 电极和石英管间采用过渡封接、钎箔封接和石英金属化封接等多种工艺。

泵灯又常叫做光泵。

脉冲氙灯

xenon flash lamp

又称氙闪光灯。采用脉冲放电的方式输出脉冲光。它的输出光谱和所充气体的种类、压力和工作电流密度都有关系。

在较高的气压 (400 毫米汞柱) 和强电流密度 (3000 安/厘米² 以上) 工作时, 闪光灯的输出光谱接近于连续谱。此时灯管内形成等温等离子体, 辐射特性相当于黑体。等效黑体温度视电流密度而定, 通常在 6000°K 以上。

在惰性气体中, 因氙的电离电位低, 在高电流密度工作时效率最高, 故通常脉冲灯大多选用脉冲氙灯。

脉冲氙灯因为在蓝绿光谱有很强输出常用来泵浦红宝石激光器。在电流密度稍低时, 它在 0.8~0.9 微米区域出现线谱, 可用于泵浦钕激光器。此外也常用来泵浦染料激光器。

脉冲氙灯充氙压为几百毫米汞柱。灯管多用石英玻璃制成, 有直管、螺旋管和中空同轴管几种形状。石英和电极间采用过渡玻璃封接、钎箔封接和石英金属化封接等工艺。在高平均功率工作时常对电极封接部或整体灯管进行冷却。工作电路见“固体脉冲激光器电源”。

连续氪灯

continuous krypton lamp

连续电弧灯采用直流工作方式输出稳定的光。因为它的工作电流密度较脉冲灯要小得多,因此辐射体的“黑化”不那么显著,故在辐射光谱的本底上还存在着很强的线状光谱。

连续氪灯在近红外 0.75 和 0.81 微米附近有极强的线谱,正好和铈的吸收带匹配。因而用连续氪灯去泵浦掺铈的钇 铝 石 榴 石时,较之用连续氙灯或碘钨灯效率高很多。

连续氪灯通常充氪几个大气压,可用低温液化法充入。

汞弧灯

mercury-arc lamp

激光器中用的汞弧灯常用石英毛细管作成。管内充一定量的汞和少量氩,氩放电加热汞,使管内汞蒸气压达几个大气压而引起电弧放电。它的输出光谱在黄绿光和蓝紫光区有较强的谱线,适合泵浦红宝石,但因缺乏红光,不适于钕激光器。

汞灯通常用于连续泵浦,直流或交流供电都可以。

碘钨灯

iodine tungsten filament lamp

碘钨灯本是高亮度照明光源。灯内充有碘化物,因为碘与钨之间的可逆反应,钨丝可以在较高温度工作而不致于蒸发到管壁上,也不需要冷却。它的光谱相当于 3200°K 的黑体辐射。由于光谱中红光较多,适于泵浦钕激光器。它的功率可为数百至数千瓦,可直接用市电供电,适用于连续泵浦。

固体脉冲激光器电源

power supply for solid laser

固体脉冲激光器用气体电弧灯作光泵时,电源由储能器、脉冲成形网络和触发电路组成。

最常用的储能器是电容器。放电能量为

$$E = \frac{1}{2} CV^2$$

式中 C ——电容量;

V ——电容充电电压。

为了限制电流的上升速率,以减弱放电时灯管内气压骤增形成的冲击波的破坏,通常还串接一适当的电感。

对非线性元件的气体电弧灯,正确选择电容、电感和充电电压的数值,可以得到一定脉宽而后沿下降较快的电流脉冲,这对高重复频率时可靠工作是重要的。复杂点的脉冲成形网络是多节的。

闪光灯放电时,必须先在灯管上加一 10~20 千伏的高压脉冲进行触发,使灯管内气体击穿,产生一预电离通道。触发方式有外触发、内触发二种。前者在灯管外壁缠绕和地绝缘的金属丝,触发电压加在金属丝上。此法简单方便,很常用。但灯管很难水冷,所以不适于高重复频率工作。内触发是将高压触发脉冲经串联耦合或并联耦合直接加到灯管二侧的电极上。此法要求触发电压较高,但因便于灯管水冷,故多用于高重复频率脉冲激光器。由于高压脉冲对电路干扰很大,应注意屏蔽。

预燃

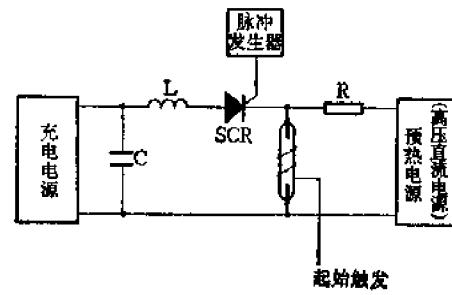
simmer operation

脉冲氙灯采用预燃法工作时,性能有很大改善。它的工作是这样的:当闪光灯被高压脉冲触发导通后,先由一个辅助电源通过限流电阻向它放电,使在灯管中心维持一条很细的小电流直流电弧。当主放电回路中的控制开关(硅控整流器或氢闸流管)被打开后,主电容放电,预燃电弧扩展到整个管径,完成对激光工作物质的泵浦。

预燃法的优点是效率高(对钕激光器),工作可靠,可以提高灯工作的重复频率。而且由于只在开始时使用一次高压触发脉冲,因此延长了灯的寿命并大大减少对整机电路

的干扰。缺点是造成电路复杂化，并须付出附加功率消耗。

还有一种赝预燃工作(pseudo-simmer operation)方式，是外触发和预燃法的结合。



预燃电路

三、非线性光学

非线性光学

nonlinear optics

光是电磁波,在介质中传播时,介质相应产生极化。介质极化与光波的电矢量之间的关系,除去与电矢量的一次方成比例的项外,还有与二次方、三次方等成比例的项。过去由于一般光源的光强较弱,高次方项的作用可忽略,所以传统光学中对介质极化的描述就只保留线性项(即一次方项)。自从激光出现以来,由于有很强的单色相干光波,介质极化与光波的关系中的高次项的作用便显现出来。研究介质极化的非线性产生的光效应以及如何利用这些效应就叫做非线性光学。它不仅丰富了我们对于光波与介质相互作用的认识,并且已得到相当广泛的应用。

非线性光学效应

nonlinear optical effect

指介质非线性项引起的效应,可参见“非线性光学”。非线性光学效应种类很多,大体

上可分为:(1)各种光参量过程,包括光倍频、光学混频、参量放大和振荡等;(2)各种受激散射过程,包括受激喇曼散射、受激布里渊散射、受激瑞利散射等;(3)各类非线性传播效应,如光的自聚焦、自透明、传播中相干现象的效应等;(4)多光子吸收、多光子电离及多光子荧光等。

非线性晶体

nonlinear optical crystal

非线性光学(倍频、参量振荡与放大等)所用的晶体,除要求有较高的非线性光学系数外,一般还要求:(1)在所涉及的频段中晶体透明性好;(2)能实现相位匹配,最好能实现非临界的相位匹配;(3)能承受足够的强光,而不致产生损坏或光学不均匀;(4)理化性能好,如不易潮解变质,机械性能好等,并易于生成大尺寸的光学均匀晶体。目前常用的一些非线性晶体如下表。

晶体名称	对称性	透明波段(微米)	非线性光学系数 $\chi(10^{-2}$ 米/伏)	优缺点
KDP 磷酸二氢钾	$\bar{4}2m$	0.25~1.7	$d_{36}=0.63$	易得到大块优质晶体,紫外波段透明性好。 χ 不高,易潮解
ADP 磷酸二氢铵	$\bar{4}2m$	0.28~1.7	$d_{36}=0.76$	类似KDP
α -LiIO ₃ α -碘酸锂	6	0.4~6	$d_{31}=-6.6$ $d_{33}=-7.8$	χ 比KDP高,能得到大块晶体,但不能实现非临界匹配,易潮解
LiNbO ₃ 铌酸锂	3m	0.4~6	$d_{31}=-6.6$ $d_{22}=+3.6$ $d_{33}=-47$	χ 与LiIO ₃ 接近,可实现非临界匹配,但易出现光致折射率不均匀
Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₆ 铌酸钡钠	mm2	0.4~6	$d_{31}=-20$ $d_{32}=-20$ $d_{33}=-26$	χ 大,倍频效率高,抗强光能力比LiNbO ₃ 好,但制备较为困难
K ₃ Li ₂ Nb ₅ O ₁₅ 铌酸钾锂	4mm	0.4~5		性能与Ba ₂ NaNb ₅ O ₁₅ 相同
Te 碲	32	5~25	$d_{11}=920$	可用于中红外
Se 硒	32	1~20	$d_{11}=150$	可用于中红外
Ag ₃ AsS ₃ 硫砷银	3m	0.6~13	$d_{31}=12.6$ $d_{22}=13.4$	可用于中红外

非线性光学系数

nonlinear optical coefficients

介质极化与光波电场的高次项的比例常数称为非线性光学系数。以二阶非线性光学系数为例,频率为 ν_1 和 ν_2 的光波在介质中可产生频率为 $\nu_1 + \nu_2$ 的极化波。

$$P_i(\nu_1 + \nu_2) = \sum_j X_{ijk}(\nu_1 + \nu_2, \nu_1, \nu_2) E_j(\nu_1) \cdot E_k(\nu_2)$$

式中 i, j, k 取值 1, 2, 3, 分别代表 x, y, z 方向; E_i 和 P_i 分别是光波电场和极化波场的振幅在 i 方向的分量; $X_{ijk}(\nu_1 + \nu_2, \nu_1, \nu_2)$ 称为频率 ν_1 和 ν_2 的和频系数; 它通常是 ν_1 和 ν_2 的函数。若 $\nu_1 = \nu_2 = \nu$, $X_{ijk}(2\nu, \nu)$ 称为倍频系数。通常实测出的就是这个系数。

X_{ijk} 具有下列的不变性:

$$\begin{aligned} X_{ijk}(\nu_1 + \nu_2, \nu_1, \nu_2) \\ = X_{ikj}(\nu_1 + \nu_2, \nu_2, \nu_1) \end{aligned}$$

所以,习惯上用下列对应关系来标记它们:

$$\begin{aligned} d_{ij} &= X_{iji} \quad (j = 1, 2, 3) \\ d_{14} &= X_{i23} = X_{i32} \\ d_{16} &= X_{i31} = X_{i13} \\ d_{18} &= X_{i12} = X_{i21} \end{aligned}$$

三个坐标方向总共有 18 个系数。当频率不是特别高时,还有下列近似的不变性:

$$X_{ijk} = X_{jik} = X_{kji}$$

再加上晶体对称性的考虑,实际上晶体的独立的 d_{ij} 是有限的几个。几种常用晶体的非线性系数见“非线性晶体”中的表。

二次谐波发生

second harmonic generation(SHG)

强光下,介质的极化与光波的电矢量的关系中的高次项不能略去。若入射光的频率为 ν , 它的电矢量随时间的变化正比于 $\cos 2\pi\nu t$, 介质极化中比例于光波电矢量的二

次方项随时间的变化应比例于 $\cos^2(2\pi\nu t)$, 由三角函数关系

$$\cos^2(2\pi\nu t) = \frac{1}{2}(1 + \cos 4\pi\nu t)$$

可见,介质极化中有相当于入射光频率的二倍的频率成分。利用上述效应,从频率为 ν 的光束中,发生频率为 2ν 的光波,称为二次谐波发生,亦称倍频。例如掺钕钇铝石榴石激光器,输出是 1.06 微米的红外光,照射到铌酸钡钠晶片上,可观察到 0.532 微米的绿光。非线性介质可放在激光谐振腔外,称为腔外倍频。亦可放在腔内,称为腔内倍频。二次谐波发生是用得较广泛的一种非线性效应。除二次谐波外,从高次方项中还可得三次、四次等高次谐波。

倍频

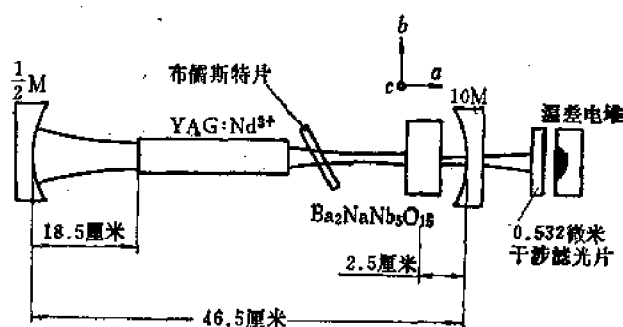
SHG

见“二次谐波发生”。

腔内倍频

SHG inside the laser resonator

见“二次谐波发生”,由于腔内基频光的光强度比腔外强得多,光波的来回反射又增加了光在晶体中传播的路程,所以,可以有很高的转换效率。原则上可达百分之百。下图是从 Nd^{3+}YAG 激光器中得到 0.532 微米的倍频光装置。



0.532微米的倍频光装置

倍频效率

conversion efficiency of SHG

指基频光转换为倍频光的效率。表示为

$$\eta = \frac{P(2\nu)}{P(\nu)}$$

式中 $P(\nu)$ ——基频光功率;

$P(2\nu)$ ——倍频光功率。

倍频效率 η 与下列因素有关: (1) 与基频光的强度成正比; (2) 和晶体的非线性光学系数的平方成比例; (3) 与相位匹配的干涉因子 s 成正比 (见相位匹配)。

相位匹配

phase matching

这是倍频技术中最关键的问题。频率为 ν 的基频波, 通过非线性极化产生频率为 2ν 的倍频波; 晶体各处产生的倍频波正比于该处的非线性极化波, 相位决定于该处极化波的相位; 各处产生的倍频波叠加起来便是整个倍频波。极化波的相速度等于基频波的相速度, 如果基频波相速度不等于倍频波相速度, 则各处贡献的倍频波之间便有附加的相位差, 所以穿过厚度为 l 的晶体产生出来的倍频波, 其强度正比于一个由于这种相位差而引起的干涉因子:

$$s(l) = \sin^2\left(\frac{\Delta k}{2} l\right) / (\Delta k/2)^2$$

$$\text{式中 } \Delta k = 2\pi\left(\frac{2}{\lambda_r(\nu)} - \frac{1}{\lambda_r(2\nu)}\right)$$

其中 $\lambda_r(\nu)$ 是基频波的波长; $\lambda_r(2\nu)$ 是倍频波的波长。 Δk 也可理解为基频波波矢的二倍与倍频波波矢之差。若 $\Delta k=0$, 干涉因子最大, 产生的倍频波最强, 即各处产生的倍频波都是互相加强的, 这称相位匹配条件。它稍不满足, 产生的倍频波强度便急剧下降。注意到晶体的色散, 可见相位匹配条件并不是能自动满足的。通常实现相位匹配的方法是利用倍频晶体的光学各向异性, 同一方向传播的两个偏振方向不同的光有不同的折射率, 选择适当方向切割晶体, 使正交入射的基频波和产生的倍频波相应的折射率相等, 称为折射率匹配或角度匹配。其它方法有介质波导法, 反常色散法等。

倍频相干长度

coherence length in optical harmonic generation

参看“相位匹配”。当相位失配 (即 $\Delta k \neq 0$) 时, 厚度为 l 的晶体片产生的倍频波正比于干涉因子

$$s(l) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{l}{l_c}\right) / \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{l_c}\right)^2$$

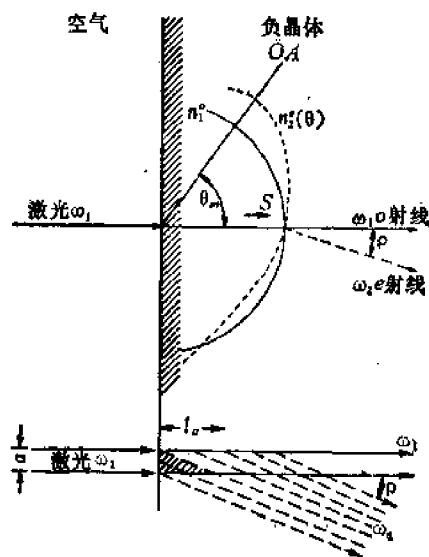
式中 $l_c = \pi/\Delta k$, 称相干长度。它的物理意义是考虑了各处产生的倍频波的互相干涉时, 晶体片允许的厚度; 如超过这个厚度, 各处产生的倍频波便开始互相抵消。

匹配角

matching angle

见“相位匹配”。倍频晶体中, 满足相位匹配条件的基频光入射方向与晶体光轴方向 (或某一对称轴) 的夹角称匹配角。

晶体是负单轴晶体, 即 $n_e < n_o$ 的晶体 (e 指非常光, o 指寻常光), 情况如图, 基频



负单轴晶体相位匹配

光为 o 光, 倍频光为 e 光, 光轴为 OA , θ_m 为匹配角, 并且

$$\sin^2 \theta_m = \left(\frac{n^e(2\nu)}{n^o(\nu)} \right)^2 \frac{(n^o(2\nu))^2 - (n^o(\nu))^2}{(n^o(2\nu))^2 - (n^e(2\nu))^2}$$

式中 $n^o(\nu)$ ——频率为 ν 的寻常光折射率;

$n^*(\nu)$ ——频率为 ν 的非常光折射率。

晶体是正单轴晶体, 即 $n_e > n_o$ 的晶体。基频光为 e 光, 倍频光为 o 光, 匹配角 θ_m 是

$$\sin^2 \theta_m = \frac{\left(\frac{n^*(\nu)}{n^o(2\nu)}\right)^2 - \frac{(n^o(\nu))^2 - (n^o(2\nu))^2}{(n^o(\nu))^2 - (n^*(\nu))^2}}{1}$$

双轴晶体的相位匹配角用入射基频光与其对称轴 (c 轴) 的夹角表示。其值对不同的晶体截面 (包括 c 轴, 常以 φ 角表示其位置) 而异, 应有一对应最佳倍频效率的 φ 、 θ_m 值。可根据晶体的折射率椭球及色散数据进行计算。不同 φ 角截面内 θ_m 值的计算方法与单轴晶体相同。

孔径效应

aperture effect

参看“匹配角”。当匹配角 $\theta_m \neq 0$ 或 $-\frac{\pi}{2}$ 时, 非常光的光线方向 (能流方向) 与其波法线传播方向不同。其传播方向如“匹配角”中附图的虚线方向, 因此倍频光与基频光之间有一夹角 ρ 。考虑到基频光束有一定孔径值 a , 可见对倍频光来说, 其亮度能够得到增强的晶体厚度只有

$$l_a = a / t_g \rho$$

l_a 称为匹配长度或孔径长度。

非临界匹配

non-critical phase matching

如匹配角 $\theta_m = 90^\circ$, 寻常光与非常光能流方向是重合的, 孔径效应的不利影响就不存在了。而且由于这时 n^* 和 n^o 随波前传播方向的变化率最小, 所以入射基频光束的不可避免的些微发散, 以及调整不精确造成的传播方向对匹配角的偏离等所产生的影响也最小。这种匹配称非临界匹配。通常用改变晶体工作温度, 改变其折射率, 以达到非临界匹配。并不是每种晶体都能得到非临界匹配。 $\theta_m \neq 90^\circ$ 的匹配, 称临界匹配。

非线性光混频

nonlinear photomixing

频率分别为 ν_1 和 ν_2 ($\nu_1 > \nu_2$) 的光波在非线性质中传播时, 从介质极化与波场关系的二次项中可见, 会发生频率为 $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$ 和 $\nu_4 = \nu_1 - \nu_2$ 的成分。用此效应从 ν_1 和 ν_2 光束中 (其中应至少有一束是强的激光光束, 才能有显著的非线性效应) 得到 ν_3 或 ν_4 的光束。这称作非线性混频, 或参量混频 (parametric mixing), ν_3 叫做和频, ν_4 叫做差频。

光参量放大

optical parametric amplification

当在非线性质中, 有三束频率分别为 ν_p, ν_s, ν_i 的光波同时传播, 其中

$$\nu_p = \nu_s + \nu_i$$

ν_p 是一束强的激光光束。介质极化的二次项可以产生三束光波之间的耦合 (参看“非线性光混频”); 一定条件下, 可发生能量从 ν_p 波到 ν_s 和 ν_i 波的转移, 这表现为 ν_s 波与 ν_i 波在介质中有增益, 这种效应叫做光参量放大。通常把 ν_p 波叫泵浦光波, ν_s 叫信号频率 (signal frequency), ν_i 叫闲置频率 (idler frequency)。如 $\nu_i = \nu_s$, 叫简并的光参量放大 (degenerate parametric amplification)。应注意, ν_s 和 ν_i 的区分是相对于人们应用要求而言的。

参量过程的相位匹配

phase matched for parametric processes

和二次谐波发生过程类似, 相位匹配在参量放大过程中也起关键作用 (参看“相位匹配”)。频率为 ν_s 的极化波正比于泵浦波与闲置频率波的乘积, 各处的 ν_s 极化波产生的信号波相互叠加时将产生一个干涉因子, 它在

$$\Delta k = k_p - (k_s + k_i)$$

等于零时达到最大; k_p, k_s 和 k_i 是泵浦光、信号波和闲置波的波矢。 $\Delta k = 0$ 称相位匹配条件。它相应于

$$\nu_p n_p = \nu_s n_s + \nu_i n_i$$

n_p, n_s 和 n_i 是泵浦光、信号波和闲置波的折射率。实现相位匹配的方法也和倍频时类似,主要是利用晶体的光学各向异性及合适的色散。和这相联系的孔径效应等问题也存在。

光参量振荡

optical parametric oscillation

如果参量放大作用发生在光学谐振腔中,便有可能产生激光振荡,有两种类型:

(1) 谐振腔对 ν_s 和 ν_i 光都是低损耗的。泵浦光达到一定强度(阈值)后,晶体对 ν_s 和 ν_i 光的增益超过损耗,就有 ν_s 和 ν_i 的激光输出,这种类型称双谐振振荡器。

(2) 谐振腔对 ν_i 光波不是低损耗的,只能产生 ν_s 波的激光输出,称单谐振振荡器。

光参量振荡的阈值条件

parametric oscillator threshold conditions

和通常的激光器一样,阈值条件指的是激光在腔中来回反射获得的增益超过损耗,这要求泵浦光超过某一定的强度——阈值。对于双谐振振荡(DRO)和单谐振振荡(SRO)阈值是不同的。

对于双谐振振荡,它正比于腔内信号波损耗 α_s 和闲置波损耗 α_i 的乘积 $\alpha_s \alpha_i$, 与非线性光学系数的平方成反比,与相位失配引起的干涉因子成反比。

对于单谐振振荡,与双谐振振荡相比,它的阈值大一个乘积因子 $\frac{4}{\alpha_i}$ 。

参量振荡器满足阈值条件的 ν_s 和 ν_i 频率往往是有一个范围的,所以对光参量振荡来说,有一个频率控制的问题。

光参量振荡的泵浦饱和

pump saturation in optical parametric oscillators

当泵浦光强度超过光参量振荡器的阈值后,振荡器有激光输出,泵浦光能量转变为激光输出后,减少了自身的强度。此现象类似于通常激光振荡器中的增益饱和现象。以

双谐振振荡为例,泵浦的激光光束功率 P_p 和信号光输出功率 P_s 、闲置光输出功率 P_i 关系为

$$\frac{P_s}{\nu_s} = \frac{P_i}{\nu_i} = -\frac{(P_p)_t}{\nu_p} \left(\frac{P_p}{(P_p)_t} - 1 \right)$$

式中 $(P_p)_t$ ——阈值泵浦功率。

参量振荡器的频率调谐

frequency tuning in parametric oscillation

光参量振荡器的阈值与相位失配的程度关系很大。因为晶体的折射率与频率、光的传播方向、温度、外加电场等都有关,因此可以用改变这些因素的办法,使满足相位匹配条件的频率 ν_s 和 ν_i 发生变化,从而实现振荡器输出频率的调谐。最通常的办法是改变晶体取向或晶体温度,也有应用外加电场的电光调谐。调谐的范围决定于晶体特性、调谐的方法及振荡器的类型。例如利用KDP晶体,以钕激光器倍频输出的0.53微米激光为泵浦光,用DRO类型,采取角度调谐时 λ_s 可为0.96~1.06微米, λ_i 为1.18~1.06微米;采用温度调谐时 λ_s 为1.01~1.06微米, λ_i 为1.12~1.06微米。

频率上转换

frequency up-conversion

用非线性和频的办法(参看“非线性光混频”),把一束强的激光光束(频率为 ν_2)和信号光波 ν_1 在非线性晶体中进行混频,得到频率为 $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$ 的光输出,称频率上转换。这可用于把红外光信号转变为可见光信号。上转换的效率与泵浦光的强度,非线性光学系数的平方等成正比,一般能达到的转换效率比较小。

受激喇曼散射

stimulated Raman scattering SRS

光通过介质时有多种散射过程。例如,散射光频率与入射光频率不相等,散射介质分子的能级状态有改变。这种过程称喇曼散射。

如图所示, 这时, 或者是分子吸收一个入射光 (频率为 ν) 的光子, 发射一个频率为 ν_s ,

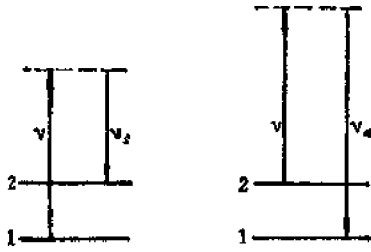


图1 喇曼散射能级图

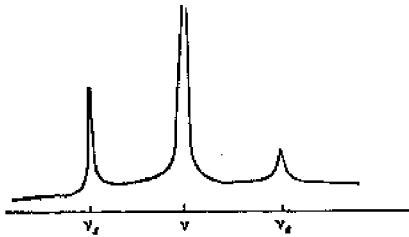


图2 发散光谱

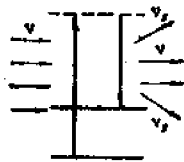


图3 通常的喇曼散射

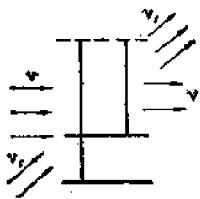


图4 受激喇曼散射

的光子, 同时由能级 1 跃迁到能级 2,

$$E_2 - E_1 = h(\nu - \nu_s)$$

或者是发射一个频率为 ν_a 的光子, 分子由能级 2 跃迁到能级 1,

$$E_2 - E_1 = h(\nu_a - \nu)$$

式中 h 是普朗克常数, ν_s 称斯托克 (stokes)

线, ν_a 称反斯托克 (anti-stokes) 线。通常由于入射光弱, 发射过程基本上是自发射。但当入射光是强的激光光束, 光强超过某一阈值后, 就可能使发射过程中受激发射成为主导的, 表现为介质对 ν_s 光 (有时甚至对 ν_a 光, 下同) 有显著的增益; 这时散射光的 ν_s 波呈现出受激发射的特点: 散射光突然变强, 超过原来的几百倍到上千倍, 光谱变窄, 并且显出由几何条件形成的很集中的方向性。此现象叫受激喇曼散射。它可用于物质结构的研究, 并利用此效应制成了激光器。

自旋反转喇曼激光器

spin-flip Raman laser

外磁场下, 电子自旋的两个取向相应于两个能级

$$E_{\pm} = \pm \frac{1}{2} g \beta H$$

式中 H 是外磁场强度, β 是波尔磁子, g 称电子的 g 因子。这时, 如有频率为 ν 的激光光波在电子上散射, 同时引起电子自旋方向的反转, 喇曼散射光的频率 (参看“受激喇曼散射”) 便是 $\nu_s = \nu - g\beta H$ 及 $\nu_a = \nu + g\beta H$ 。

有些低禁带宽半导体 (如 InSb, $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 等), 导带电子有很大的 g 因子, 喇曼散射截面也较大。如把它们加上适当的谐振腔和激光泵浦, 通过自旋反转的受激喇曼散射, 可以得到 ν_s (有时可有 ν_a) 的激光输出。例如对 InSb 晶体, 低温下, 用 CO_2 或 CO 激光器泵浦, 加上适当的磁场, 可得到脉冲的或连续的喇曼激光输出, 转换效率也相当高。改变磁场可以改变输出频率。对 InSb 用 CO_2 激光泵浦, 磁场从 0 到 10 万高斯变化时, 喇曼激光 λ , 从 10.6 微米变到 13.0 微米。因此自旋反转喇曼激光器是一种较好的可调谐激光器。

喇曼激光器

Raman laser

指利用介质的受激喇曼散射, 从泵浦激

光光束中产生它的斯托克线或反斯托克线的激光输出。除自旋反转喇曼激光器外,这类激光器多数转换效率较低,要求的泵浦光也较强。

受激布里渊散射

stimulated Brillouin scattering

光通过介质时,光波电场引起的电致伸缩(electrostriction),使光波与介质的弹性波发生耦合,造成光的散射。通常这种散射是由介质的无规则热运动的弹性波引起的,叫布里渊散射。但当入射光束是强的激光光束时,光波的电致伸缩形成的弹性波变成了对它自身散射的主要来源,散射光的受激发射作用显著了,结果发生很强的相干的散射光和声波。实验上将观察到具有受激发射的特点的散射光(参看“受激喇曼散射”)。此现象称受激布里渊散射。它是了解物质结构的一种方法。在强光对介质的作用中可能有一定影响,也可能成为产生高频声波的一种方法。

自聚焦

self-focusing

有时亦称光自陷。当强的激光光束在某些介质(固体、液体、气体介质都发现过)中传播时,观察到光明显的会聚现象,有些情况下甚至聚成一束只有几十微米粗细的丝。从这现象的物理本质来说,可分为两类:(1)由于介质折射率与光波电场强度的依赖关系,折射率 n 一般可表达为

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 E^2 + \dots \quad n_2 > 0$$

激光光束中心部分强度高,所以折射率比周围大,因此中心部分光传播的相速度比周围的慢,这造成光束的会聚现象。在光强到一定程度时,这种会聚可抵消衍射产生的发散

效应,就出现光的自聚焦。光束收缩成为细丝。一般要求光强超过 10^6 瓦。自聚焦区域光的能量密度很大,引起一系列非线性效应和介质的机械的、热的、电的效应,有时甚至会造成介质的永久性损伤。(2)由于介质折射率与温度有关。光束中心部分光强大,因而温度高,当 $\frac{dn}{dT} > 0$ 时有自聚焦作用; $\frac{dn}{dT} < 0$ 时有自发散作用。这又称热自聚焦。它没有非线性引起的自聚焦那么强烈的集中。但在强光传输问题中亦应考虑。

光自陷

light self-trapping

见“自聚焦”。

自透明

self-induced transparency

通常把介质在强光下,由于饱和吸收效应,吸收系数减小的现象叫自透明。但在激光脉冲传输问题中,如介质有对激光的共振吸收,一定条件下可观察到由于相干效应造成的自透明现象。它的物理本质与饱和吸收是不同的。

双光子吸收

two-photon absorption

强的激光作用下,粒子能级间的跃迁可能通过同时吸收两个光子而完成

$$E_2 - E_1 = h(\nu_1 + \nu_2)$$

这称双光子吸收。它在研究物质的微观结构,诱发光化学反应,产生荧光,测量和显示超短脉冲(参看“双光子荧光法”)方面都有所应用。

多光子吸收

multi-photon absorption

强激光下,粒子能级间的跃迁可通过同时吸收多个光子来完成,这称多光子吸收。

四、光全息及光信息处理

波前再现

wavefront reconstruction

一束光波在空间传播, 它的等位相面(波前或波阵面)是运动着的, 它或传至无穷远, 或被物体吸收而消逝。所谓波前再现, 就是设法把波前加以记录、保存, 并随后加以再现, 使光波所携带的信息得以保存。记录的方法是利用另一束光波(参考波)与之相干, 形成稳定的干涉图形, 由感光介质加以记录(全息图)。需再现时, 令参考波照射全息图, 其中的干涉结构将起衍射光栅的作用, 衍射出的光波恰是被记录的光波。波前再现是全息术的根本概念。

全息术

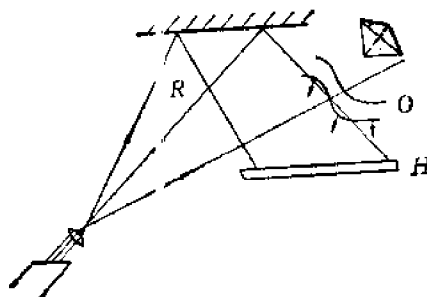
holography

普通照相是记录物体面上的强度分布。它不能记录物体的纵深情况, 因而失掉了立体感。

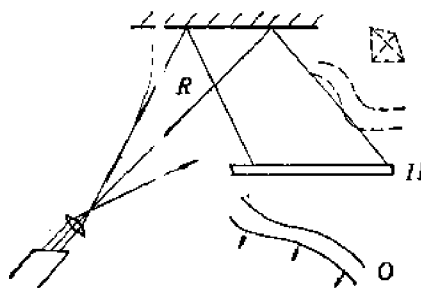
在激光出现后, 迅速发展了另一种记录图像的方法, 此法记录物体波的波前, 称为全息照相。但记录的波前不限于光波, 记录方法亦不限于照相, 统称为全息术。所谓全息可理解为全部的信息。因为它不仅能记录物体波的振幅, 而且能记录其相位, 从而能反映物体的纵深情况, 能从多方面看到物体的形象。

进行此种记录不必使用镜头, 而让光敏介质直接对着受激光照明的物体, 接受其反射波进行曝光(见图)。与此同时, 从同一激光源引出另一束光波直接照射到介质上。于是两波叠加形成干涉图形, 介质把它记录下来。

需要再现时, 令与参考波相同的光波照



(a) 记录过程



(b) 再现过程

全息照相光路

明照片。其上的干涉图形就象衍射光栅一样起衍射作用。衍射出的光波恰是原来的物体波。对着它将可看到与原物相同的虚像, 有立体感, 真实感。另外, 照片上任一部分都能再现物像。相片有缺损时, 仅使观看图像的角度受到限制而不致损坏图像的完整性。

全息术本质上是干涉记录。记录时对光源有相干性的要求, 原则是, 光束的相干体积应大于物体的尺寸。气体激光器输出的光束一般有良好的相干性。至于再现时, 相干性的要求可大为降低。有的场合甚至可用白光。

全息术是记录信息的新方法。受到很大

注意。在干涉测量、照相技术、信息的存贮、显示和处理等各方面都得到广泛应用,是光学的重大进展。此法还可用于其他波段,如红外、微波及声波等。由此还发展起其他相应的全息术。

参考波 (束)

reference wave (beam)

在记录过程中,由激光光源直接引至记录介质上、与物体波相干的光波。引出参考波的方法有多种,如薄膜分光、衍射分光、偏振分光和波前分光等等。为使再现时易于复现,参考波应具简单的几何面形,如平面波,球面波等。但这不是绝对必要的。所谓参考仅是相对的;把一束看作物波,另一束就称为参考波。

物体波

object wave

经由物体透射、反射因而带有物体信息的光波。是全息照相时待记录的光波。

光束比

beam ratio

参考波和物体波的强度的比值。为使记录介质工作在特性曲线的直线部份,从而使物体波强度分布失真小,影像逼真,并照顾到衍射效率,此比值通常选用3~10。

同轴全息术

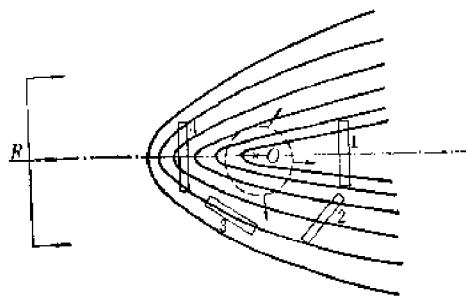
in-line holography

全息术最早使用的一种光路安排。特点是,光源、物体、记录介质三者安设在一条直线上。此种光路虽简单紧凑,不需单独引出参考波,但有严重的缺点:再现时不仅可看到与原物一致的虚像,且可看到与之孪生的实像,并还受到来自光源的直接光的干扰,因而没有实际使用的价值。

离轴全息术

off-axis holography

光源、物体、记录介质三者不安排在同一直线上的一种光路安排(见图)。能免除孪



离轴全息术

生像和直接光的干扰。适用于透射和反射的物体。这种光路的出现大大提高了全息像的质量,推动了全息术的发展。

设参考波的平面波R,由左向右入射。物体在O处发出球面波(图中虚线)。由平面波和球面波相干形成旋转抛物面条纹系(图中实线)。记录介质放在1,为(盖伯)同轴全息;放在2,为(利思)离轴全息;放在3,为一般反射全息;放在4,为李普曼全息。

李普曼全息术

Lippmann holography

参考波和物体波分别从正反两侧投进记录介质的一种特殊光路安排。为了简单,甚至可将介质放置在光源和物体之间(参见离轴全息术)。记录用单色光(或数种分立波长的多色光)。因为两光波相向传播,所以在介质内记录出驻波的层状结构。在反射光中再现,可用单色光或白光。由于层状结构起了通常滤光片的作用,在满足布拉格条件下,可看到单色的或多色的像。由于介质常有收缩,如果不采取措施克服,则用氦-氖红光记录下的全息图,再现时常呈绿色。

驻波的间距为半个波长。用氦-氖红光时,其值约为0.3微米,故介质的分辨率必须要在3000条/毫米以上。介质必须有足够的厚度,才能记录下较多的驻波层。

彩色全息术

color holography

用相应于红、绿、蓝三种波长作全息记录(用氦-氖激光和氩激光),可使再现的全息像具有实物的色彩。李普曼全息术也是实现彩色全息方法之一。

全息图

hologram

记录参考波和物体波的干涉图所得的底片的总称。全息图就是干涉图。用参考波照明时可再现物体的像。按光路安排和介质特性,全息图有多种类型。

1. 菲涅尔全息图。仿照光衍射的情况,当物体和介质相距不远(近场),在介质上两相干波通常有不同的曲率半径,由此照得的底片称为菲涅尔全息图。

2. 夫琅和斐全息图。当物体和介质相距很远(远场),实际上,将两者之一放在透镜的焦平面上,由此制得的底片称夫琅和斐全息图。

3. 傅里叶变换全息图。因一个透镜的前后两焦平面上的光扰动具有傅里叶变换关系,当物体和介质分别放在两焦面上并用平面参考波所照得的全息图,称为傅里叶变换全息图。

4. 吸收和相位全息图。若介质记下的干涉图形呈黑白的线条,对照明波起振幅光栅的作用,则称为吸收全息图。由于吸收,此种全息图的衍射效率低。若光的作用使介质的厚度或折射率发生变化,对照明波起相位光栅的作用,则为相位全息图。因无光的损耗,此种全息图的衍射效率最高。

5. 薄(平面)全息图和厚(体)全息图。若介质薄,其厚度可与干涉条纹的间距相比拟,则为薄全息图。此种全息图,其照明波的方向不必与参考波严格一致。若介质厚度大于条纹间隔,则为厚全息图。此时,照明波要有较严格的方向。当厚度甚大时(体全息图),照明波必须严格满足布拉格衍射条件。利用此种特性,记录时可改变参考波的

方向作多次记录,而再现时又不致相互混淆。因而可大大增加介质的记录容量。

不同类型的全息图,它的衍射效率、信息分辨率、要求介质的分辨率均有所不同。进行全息照相时,要按具体情况选用。

计算机产生的全息图

computer-generated hologram

此种全息图不是用介质记录干涉图形而制得,而是在给定物体和参考波函数后,通过计算机进行数学运算求得干涉图形,再令一描画器把计算结果描画出来,然后适当缩小而制得。由此制成的全息图,当用给定的参考波照明时,也能“再现”预定的物体。因此,此种全息图能在二维平面上描出三维的景物和显示从未存在过的景物。特别适用于显示设想中的各种立体模型。

衍射效率

diffraction efficiency

将全息图看作复杂的衍射光栅,照明光束在其上产生衍射,形成全息像。成像光束与照明光束的强度比称为衍射效率。它取决于光束比、介质特性、全息图的类型等。

记录介质

recording medium

用来记录干涉图形以制备全息图的物质。凡在光的作用下引起本身某些特性变化,而此种变化随后又能影响到再现光的物质,均可作为记录介质。有些介质,如感光乳胶,在一次曝光后不能抹除复用,称为永久介质。而能抹除复用的,则称为随机介质,如热塑料。引起照明光束振幅变化的介质称为吸收介质;引起相位变化的,则称为相位介质。对介质的重要要求是:(1)有高的分辨率,在反射全息片中要达3000线/毫米以上;(2)有高的灵敏度;(3)有好的物理和化学上的稳定性;(4)可重复使用。全息记录介质现正受到广泛研究。其种类不断增加,性能日有改善。下表列出其中数种:

介质名称	分辨率 (条/毫米)	曝光量 (尔格/厘米 ²)	型 式
感光乳胶	超过2000	20~10 ⁸	吸收兼相位
光色物质	超过2000	10 ⁵ ~10 ⁷	吸收
光聚合物	超过1000	10 ⁴ ~10 ⁸	相位
热塑料	~1000	10~100	相位
重铬酸敏化胶	超过2000	10 ⁵	相位
电光晶体	超过4000	10 ⁵	相位

振幅透过率

amplitude transmittance

一张全息片，其透过光与入射光振幅的比值称为振幅透过率。在数值上等于(强度)透过率的方根。分析全息片时常使用到。

黑度

density

量度照片发黑的程度。通常用透过率倒数的对数(D)来表示,即 $D = \lg\left(\frac{1}{T}\right)$ 。例如,透过率为1%时, $D = 2$ 。此值 又称光密度。

曝光量

exposure

一张照片的黑度既与光的强弱(B)有关,又与曝光时间的长短(t)有关。习惯上将两者的乘积称为曝光量,即 $E = Bt$ 。单位为勒克司·秒,或尔格/厘米²。是记录介质感受到辐射总能量的一种度量。

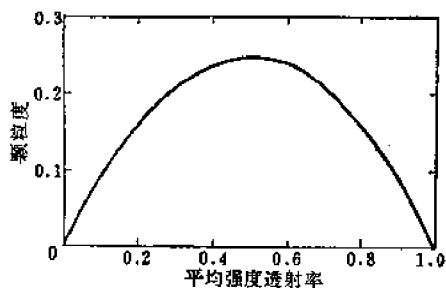
颗粒度

granularity

胶片的颗粒度定义为

$$\sigma^2 = \bar{J}_i (1 - \bar{T}_i)$$

式中 σ ——颗粒度;



照相乳胶颗粒特性图

\bar{T}_i ——平均强度透过率。

颗粒度和平均强度透过率的关系见下图。它在分析颗粒噪音和所记录的信号之间的相互关系时很重要。

斑点效应

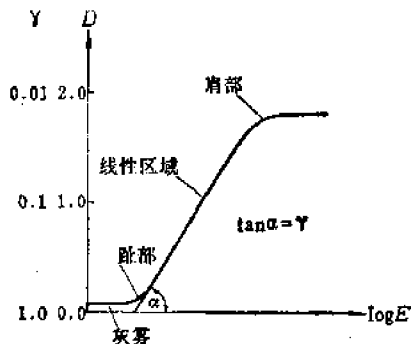
speckle effect

用相干光照明漫射体时,在漫射光所到达的光场上将有许多光扰动产生相干叠加。于是,可能出现合扰动为零,形成黑点的情况。这时,观看物体将如透过雾层一样,蒙上一层斑点。此种效应称为斑点效应。它的存在严重地影响全息像的质量,使分辨率下降。是全息术中一个有待解决的大问题。

胶片特性曲线

characteristic curve of film

胶片的 $H-D$ 曲线定义为光密度 D 和曝光量 E 的对数之间的函数关系(见图)。而振幅透过率-曝光量曲线则定义为振幅透过率 t 和 E 的函数关系。



胶片特性曲线

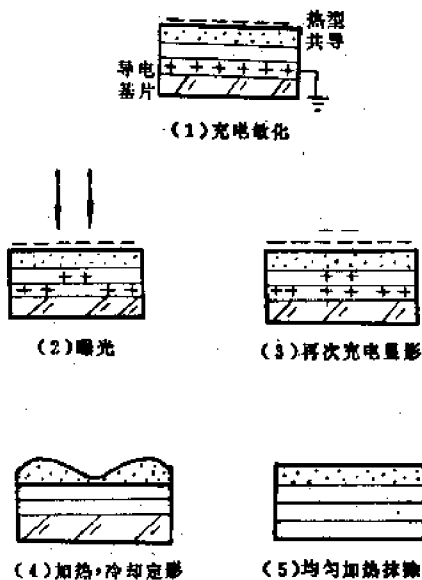
$H-D$ 曲线线性部分的斜率定义为 γ 。 γ 值取决于胶片的特性和冲洗过程。它影响图像的反差。通常, γ 值大的胶片称为高反差胶片,反之,称为低反差胶片。

热塑料

thermoplastic materials

利用某些物质的光导性和热塑性作成的一种记录介质,是在一透明基片上依次涂上导电层、光导层和热塑层制成。工作原理和使用步骤是这样的(见图):(1)电晕放电

(6~10千伏)使热塑层上均匀带电(敏化);
(2)在光的作用下(曝光),由于光导层的作用,电荷迁移;(3)再次均匀充电,使在热塑层上形成电荷潜像;(4)瞬时加热(60~100℃)使热塑层软化,在电场的作用下,使留下凹凸不平的浮雕像(显影),然后急速冷却(定影)即成。用较高温度均匀加热可抹除重用。热塑料的灵敏度高,可抹除重写,稳定性和分辨率都比较好。



全息干涉测量术

holographic interferometry

全息术能记录和再现光波波阵面。如对一个物体作一次、二次以至多次的波面记录,即照相时多次曝光,然后同时再现,这些再现的光波将相互干涉。干涉图形便把各波面的变变量显示出来。利用此原理可进行多种干涉测量。

(1) 实时观测法。仅曝光一次,将处理好后的底片准确复位,用参考波再现。这样,再现的物体波将与现时仍由物体发出的光波相干,产生干涉图形。用以观测物体的即时形变。此法优点在于可实时观测,但使用不能现场处理的介质为感光乳胶片时,难于实现全息图的准确复位。此法又称单次曝光法。

(2) 两次曝光法。一张片曝光两次,记录两个不同时刻的波面而比较其差异。此法无复位问题,容易实行,用处大。例如,可在两次曝光间观测物体受应力所产生的形变,观测植物的生长情况等。

(3) 连续曝光法。为观测物体的振动情况可连续曝光。再现像中将显示出物体的振动模式。此法又称时间平均法。

(4) 等高轮廓线法。照相时用两种或多种波长,再现仅使用一种波长。全息像上将出现条纹,代表物体面上的等高轮廓线。

全息术本质上就是干涉术,但有其特点。
(1) 可作立体的干涉测量;(2)既适用于镜面反射体,又适用于漫反射体;(3)能比较不同时刻的物体波面,便于观测物体的变化;(4)因相干的两光波走经同一的光路,对光学元件无严格的面形要求,因而极易实现。

全息干涉测量术是全息术最有成效的应用之一。在检测光学和机械工件的光洁度、面形、面形变化、位移、应力、风洞气流等各方面都有极大的潜力。

全息元件

holographic element

一张全息照片,按其制备情况不同,可使再现的光束相对输入的光束或起发散度的变化(透镜),或起方向上的偏折(棱镜),或起分裂光束的作用分束器,或起色散、过滤的作用(光栅、滤光片)。全息照片能起多种光学元件的作用,是全息术的一种值得注意的应用。

全息光栅

holographic grating

激光的相干性比普通光大为改善。利用激光作干涉光源,可产生数目众多的干涉条纹。将条纹系记录下来成为黑白相间的图形,用来代替通常的刻画光栅,成为一种色散元件。使用适当的光刻和涂镀技术也可制成反射型光栅。适当控制两相干光的波形又可制

成“凹面”光栅。目前已有质量可与机刻光栅相比的全息光栅用于光谱仪器中。

全息透镜

holographic lens

将曲率不同的两个波面叠加所形成的干涉图形记录下来所造成的全息图, 将起普通透镜的作用。当用一束光照明此全息图时, 将衍射出波面曲率不同的另一束光, 这正是一个透镜。在此种透镜上也适用高斯薄透镜成像公式。

无损检验

non-destructive test

泛指对光学和机械工件作不接触的, 因而表面不受到损伤的检验。主要检验光洁度、面形、应力、振动情况以至内部的伤痕、瑕疵等。原则上使用光学方法。在全息术发展后, 利用波前再现技术把一种状态下的波前记录下来, 以待与另一状态下的变了形的波前作比较, 找出其差异, 使此种检验更为简易可行, 检验结果更为直观。可使用单次、两次和连续曝光等方法。

全息显微术

holographic microscopy

利用全息术能记录和再现三维信息的特性, 可补足高倍显微镜景深过小的缺点, 用以扩大显微镜的功能, 便于观察活动性物体。全息显微术有多种形式。一种是对物体先作全息记录, 再用显微镜对再现像作放大。另一种是用短波 (λ_1) 记录, 用长波 (λ_2) 再现。因两波长不同, 便起放大作用 ($M = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$)。这是全息放大。另外, 改变照明光束的发散角度也能起放大作用。但后两者常伴有较大的像差。

空间载波

spatial carrier

若平面参考波 R 与物体波 O 成一角度投影到介质上, 用 $R_0 e^{i\alpha x}$ 表示参考波 (其中 R_0 是一个常数, 而线性相移 αx 表明平面波是

以倾斜角 $\varphi = \sin^{-1} \left(\frac{\alpha}{K} \right)$ 入射), 把物体波写作 $O_0 e^{i\varphi_0}$ (其中 O_0 也是常数)。假定介质经过处理后, 其振幅透过率为

$$t(x) = \beta |O + R|^2 = \beta [O_0^2 + R_0^2 + 2O_0 R_0 \cos(\alpha x - \varphi_0)]$$

如果 $\varphi_0 = 0$, 则 $\cos(\alpha x - \varphi_0) \rightarrow \cos(\alpha x)$ 。我们把 $\cos(\alpha x)$ 称为空间载波, 这实际上是周期为 $l = \frac{2\pi}{\alpha}$ 的正弦光栅。从表示式第三项可以看出, 物体波的信息 $O_0 e^{i\varphi_0}$ 就是通过载波 $\cos(\alpha x)$ 而被记录下来的。振幅 O_0 将载波调幅, 而相位 φ_0 将载波调相。这和无线电中的载波概念相类似。我们可以用载波的概念来说明离轴全息术中两个一级衍射波在空间的分离, 因而消除了“孪生波”的效应。

全息信息存储

holographic information storage

是用全息术波前再现的原理记录电子计算机二进位信息的一项技术。由五部分组成: (1) 激光光源; (2) 光束偏转器; (3) 组页器; (4) 记录介质; (5) 探测器阵列。

工作过程大体是: 组页器把从计算机来的待储电脉冲转变成明暗的点阵 (组页), 点亮激光器, 通过参考束的作用把页记录于介质上。重新编页, 同时通过偏转器的作用把光束移动到另一位置。进行另一次记录。读出时, 仅令参考束照明全息图, 使再现的页成像于探测器阵列上, 将光信号转换成电脉冲回输给计算机。

全息存储利用了波面记录的特性, 可提高存储的可靠性。又免除了机械运动, 可提高存储的速度。

全息存储是光存储技术中很有希望实现高速度 (微秒) 和大容量 ($10^6 \sim 10^{12}$ 比特) 的途径。

卤化银照相乳剂

silver halide photographic emulsions

卤化银照相乳剂是首先用于全息照相的

记录介质。它有较强的灵敏度、高的分辨率和高的反差,是目前全息照相常用的固定型介质。

这种乳剂片是把卤化银混合晶体的极微小颗粒分散在明胶中制成乳剂,然后涂布在玻璃板上而制成。常称为超微粒干板。使用不同的敏化染料可对氦-氖激光和氩离子激光敏感。曝光值一般为 $70 \sim 2.5$ 毫焦耳/厘米²,经曝光的乳剂片需经显影和定影处理。

卤化银照相乳剂是振幅型记录,衍射效率的理论值为 6.25%。胶层厚的片,其理论值可达 33.9%。经过漂白处理后,衍射效率可提高到 70% 左右。

重铬酸盐明胶干板

dichromated gelatin

重铬酸盐明胶干板是全息照相另一种固定型记录介质。从光学特性讲,它是一种比较理想的记录介质。它具有很高的衍射效率,接近理论极限 100%,并且具有很低的噪音。实际上,制作成全息光栅的衍射效率可达 90% 以上,而对漫射光物体来讲,衍射效率就低得多。

这种干板是把明胶涂布在玻璃板上,经过坚膜后用重铬酸盐敏化而制成。它对氩离子激光器的 4880\AA 波长敏感。而对 5145\AA 波长敏感下降到 $1/5$ 。曝光后的干板需经水洗和异丙醇脱水处理,然后吹干。曝光值为 $80 \sim 15$ 毫焦耳/厘米²。灵敏度比卤化银乳剂低两个数量级。

磁光材料

magneto-optic materials

它是一种磁性材料,但记录与读出、擦除的方式不同于通常的磁记录材料。

这种材料在记录时,将聚焦的强激光束照射到材料上,使其局部温度超过居里点,或使其矫顽力大大下降,在外偏场作用下,使该局布磁化状态反转,这就是通常所指“热磁效应”写入。

信息的读出采用“磁光”效应。即当偏振光透过磁光材料或由材料表面反射时,光的偏振面要发生旋转,其旋转角的大小及方向取决于该区域的磁化状态。前者称磁光法拉第效应,后者称磁光克尔效应。读出时所用的光强要比写入时低得多。

擦除时,除了需要与写入一样强的光束照射外,还要同时加一个外偏场,使被照区材料的磁化状态按外偏场方向反转,而实现信息擦除。

这类材料主要有锰铋薄膜 (MuBi)、氧化铈薄膜 (EuO)、钆铁石榴石 (GdIG)、及钆钴 (GdCo)、钆铁 (GdFe) 等。

这类材料的优点是,分辨率高,记录信息无易失性,响应快,其主要缺点是写入灵敏度低,读出衍射效率低。

可容许的物体运动速度

allowable subject moving speed

在曝光期间虽然物体处在运动状态中,但仍能在全息底片中记录下干涉条纹图案,此时物体所具有的速度称为可容许的物体运动速度。

因为全息术是将物光波和参考光波的干涉条纹记录下来。因此,在曝光期间,如果由于物体的运动使物光波的光程改变二分之一波长 $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$,则在全息底片中的干涉条纹位置将发生改变,使全息底片均匀曝光而不能记录全息图。因此对长时曝光的全息装置如 He-Ne 激光全息照相,可容许速度只有 10^{-6} 毫米/秒量级。脉冲全息装置,虽然曝光时间非常短 ($0 \sim 50 \times 10^{-9}$ 秒),但在一般方向上物体运动速度被限制在每秒几米的水平上。

如果使物体大致沿着物光波的方向运动,或者使物体沿以全息光路中的分束器和全息底片所在的位置为二个焦点的椭球表面运动,则可容许的物体运动速度可大大提高。

光信息处理

optical information processing

光信息处理也叫光数据处理 (optical data processing), 它是最近十几年来获得迅速发展的新技术。光信息处理包括用光学方法、电子学方法和计算机处理光学图像, 也包括用光学方法处理电信号和声信号。从光的衍射的惠更斯-菲涅尔原理可知, 光学系统的成像过程就是傅里叶变换的过程, 这就是光学信息处理的基本原理。光信息处理的特点是速度快、信息容量大。用光信息处理方法可以使模糊的图像变清晰; 可以检出淹没在噪音中的信号; 可以进行图像识别、字符辨识; 可以使图像的特定部分 (如某一部分的细节或轮廓) 突出出来; 还可以对雷达信号和声纳信号进行处理, 例如综合孔径雷达数据的处理。从电子显微镜, 光学显微镜, 医院和工业 α 射线照相, 航空和卫星摄影, 以及望远镜等所产生的图像都可以作光学信息处理。

非相干光信息处理

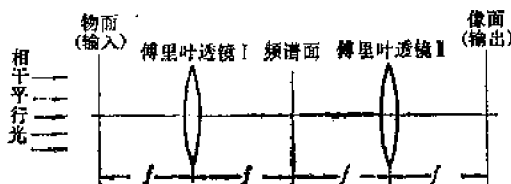
incoherent optical information processing

用非相干光作光源的光学系统可以对光、声、电信号进行处理。例如在非相干光学系统的光瞳面上放置掩模板, 改变光瞳函数, 消除像差, 改善成像质量。非相干光学系统可以作乘积和积分运算、卷积和相关运算, 以及检出噪声中的信号和特征识别等。由于使用非相干照明, 非相干光学处理系统的输入信号和点扩散函数被限制为非负的强度分布。此外, 它的信息容量也比相干系统小。

相干光信息处理

coherent optical information processing

相干光信息处理是用激光器的相干光系统对光、声、电信号进行处理。其原理如图所示, 这个系统有两个傅里叶变换透镜 (见“傅里叶变换透镜”), 焦距为 f , 透镜 I 的后



相干光信息处理原理图

焦面和透镜 II 的前焦面重合成为频谱面, 透镜 I 的前焦面是物 (输入) 面, 透镜 II 的后焦面是像 (输出) 面。在物面中放一物体, 例如记录了某一目标的胶片。用平行的相干光照射这个胶片, 在频谱面上出现目标的空间频谱, 它是目标的傅里叶变换。透镜 II 对目标频谱作逆傅里叶变换, 在输出 (像) 面上出现原目标的倒像。

如在上述装置的频谱面上放置一个光学滤波器来修改物体的频谱, 则可使最后的像也作相应的改变。例如放置逆滤波器可以改善像质; 放置匹配滤波器, 可以使图像中相应的目标的峰值信号为最大。

相干光信息处理还可以作卷积和相关运算, 微分和积分运算等等。它是目前应用较广的一种, 它的信息容量大, 并可作多通道处理, 效果比较显著, 所以也称它为相干光计算机。

透镜的傅里叶变换

Fourier transform performed by lens

在相干照明和近轴近似的条件下, 一个薄透镜的前焦面上的光的振幅分布 $f(x, y)$ 与后焦面上的光振幅分布 $F(u, v)$ 之间是傅里叶变换关系, $F(u, v)$ 叫做 $f(x, y)$ 的空间频谱, 如图所示。这就是说可以把前焦面上的光分布表示为一群在不同方向上传播的平面波, 即具有不同空间频率的平面波。透镜的作用是把这平面波会聚在后焦面上而形成空间频谱。可用数学式表示如下:

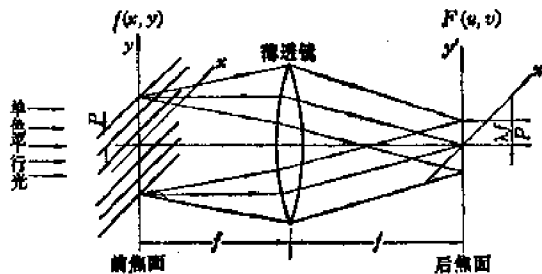
$$F(u, v) = C \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-2\pi i(ux + vy)] dx dy$$

式中 C 为常数, 而

$$u = \frac{x'}{\lambda f}, \quad v = \frac{y'}{\lambda f}$$

是空间频率。这两个量分别代表在 x' 方向和 y' 方向上的空间波动周期的倒数, 其单位是线/毫米。

例如在前焦面上放一个周期为 P 的正弦条纹图样, 那么在后焦面上就会出现三个亮斑, 它是正弦条纹的空间频谱。三个亮斑在一垂直于条纹方向的直线上, 中间的最亮, 两侧的亮度相同, 并且它们到中间亮斑的距离都是 $\lambda f/P$, 见下图。



透镜的傅里叶变换

空间域和空间频率域

spatial domain and spatial frequency domain

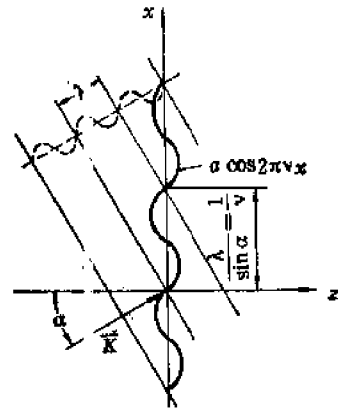
在一个光学系统中, 物体(输入信号)所在的平面称为空间域, 物体一般是空间的光振幅分布或光强度分布。物体的空间频谱所在的平面叫做空间频率域。这两个概念和电子学中的时域和频域相类似。例如, 一个傅里叶变换透镜的前焦面是空间域, 而后焦面是空间频率域。

空间频率

spatial frequency

空间波动周期的倒数称为空间频率, 单

位为线/毫米。例如, 一块光密度作正弦变化, 周期为 0.01 毫米的透明板的空间频率等于 100 线/毫米。一个传播方向和 z 方向夹角为 α 的单色平面波, 在给定时刻, 它在 x 方向的空间频率是 $v = \frac{\sin \alpha}{\lambda}$, 其中 λ 是波长, 见下图。



单色平面波的空间频率

功率谱

power spectrum

在一个光学系统的频率域上, 光的振幅分布的平方叫做功率谱, 也叫维纳谱(Wiener spectrum) 例如, 在相干光系统的频谱面上, 谱分布是光的振幅分布, 但如用胶片记录它时, 记录到的是功率谱(或强度谱)。

空间带宽积

space-bandwidth product

一个光学系统所能通过的最大空间频率带宽和输入孔径的大小的乘积称为空间带宽积。这一概念与通信理论中的时间带宽积的意义相似。例如一个傅里叶变换透镜, 输入孔径为 100 毫米 最大空间频率带宽为 100 线/毫米, 其空间带宽积为 10000。空间带宽积是无量纲的量。光学系统的空间带宽积越大, 则物面上的信息容量越大, 像的失真越小, 分辨率越高。

线性光学系统

linear optical system

一个自发光或非相干照明的物体, 组成

物体的各点经过一个光学系统在像面上形成一定的光强分布, 如果这些光强分布的迭加结果构成物体的像, 则这样的光学系统称为线性光学系统。使用相干光时, 光学系统对光振幅是线性的。可以用点扩散函数来表示线性光学系统的特征。

空间不变性

space-invariance

一个线性光学系统的输入信号(物体)在物面内移动时, 其输出(像)也作相应的移动, 而形状没有改变。这种性质称为空间不变性。一般的线性光学系统不具备这种性质, 但是可以把光学系统的物面划分成许多小区域(等晕区域), 在每个小区域内光学系统近似于空间不变。

线性空间不变光学系统

linear space-invariant optical system

一个同时具有线性和空间不变性的光学系统叫做线性空间不变光学系统。这种系统的点扩散函数具有相同的函数形式, 而且还可以引入光学传递函数来描述系统的性质。

光瞳函数

pupil function

光瞳函数是光学系统出射光瞳面上的光的复数振幅分布。对于一个无像差的光学系统来说, 光瞳函数在出瞳内等于1, 在出瞳外等于零。它不会使入射到出瞳上的理想球面波发生畸变, 出射的仍是理想球面波。对有像差的系统, 光瞳函数相当于在出瞳内引入一个改变相位的透明板, 它使入射波前发生畸变。相干光学系统的光瞳函数就是该系统的传递函数。

刃边函数

edge function

一个以直边为分界线的亮暗分明的物体叫做刃边。它通过光学系统在像面上形成一个光强分布, 沿垂直于直边的直线上的光强分布称为刃边函数。刃边函数的微分是线扩

散函数, 线扩散函数的傅里叶变换是该系统的光学传递函数。刃边函数在像质改善, 光学系统传递函数的测量中是一个很有用的概念。比如测量一张模糊照片上目标和背景的过渡区域的密度变化, 经过运算得到包含模糊因素的传递函数, 可以根据它制作逆滤波器来改善像质(见“逆滤波器”)。

点扩散函数

point spread function

一个线性光学系统, 在物平面上有一个单位强度点光源, 它在像平面上形成一个光强分布(使用相干光时则是光振幅分布), 这个分布称为此系统的点扩散函数或脉冲响应。对应于一条亮线的光强(或振幅)分布称为线扩散函数。相干光学系统的点扩散函数是光瞳函数的傅里叶变换。非相干系统的点扩散函数是光瞳函数傅里叶变换的平方模。知道线性光学系统的点扩散函数, 把它与物面上光强(振幅)分布作卷积运算就得到像面上的光强(振幅)分布。

光学传递函数

optical transfer function (OTF)

在一个线性空间不变光学系统中, 物面(输入面)上光强分布的傅里叶变换 $I(u, v)$ 与像面(输出面)上光强分布的傅里叶变换 $O(u, v)$ 的比值称为该系统的光学传递函数 $H(u, v)$ (使用相干光时则是光振幅分布)可以写为

$$I(u, v) = H(u, v) O(u, v)$$

光学传递函数是系统点扩散函数的傅里叶变换。任意一个物体的光强(振幅)分布都可以看作是各种空间频率的正弦分布的迭加, 光学传递函数描述了光学系统对各正弦频率分量的传递情况。比如一个空间频率为 v 的正弦图样, 通过光学系统在像面上仍形成同一频率的正弦图样。只是这个图样的对比度降低而且相位移。光学传递函数决定于系统的几何形状和结构, 可以用它全面地

评价系统的成像质量。

光学传递函数通常是复变函数, 它的模数称为调制传递函数, 其作用是改变 $O(u, v)$ 的模数; 它的幅角部分称为相位传递函数, 其作用是改变 $O(u, v)$ 的相位。

空间滤波

spatial filtering

按预定目的对输入信号的空间频谱的振幅和相位加以改变就是空间滤波, 它是光信息处理中最常用的方法之一, 它与一般通信理论中的滤波概念相似, 但处理的是空间分布的信号。空间滤波通常是在空间频率域利用空间滤波器来实现的。例如用匹配滤波器进行字符辨识, 从噪声中检出信号等。

空间滤波器

spatial filter

实现空间滤波的元件称为空间滤波器。通常它只是一个薄片, 具有一定的改变光波振幅和相位的特性。简单的滤波器有低通滤波器、高通滤波器、带通滤波器、带阻滤波器等。还有一类复空间滤波器, 它可以按预定目的改变目标频谱的振幅和相位, 如逆滤波器、匹配滤波器、微分滤波器等。按照制备方法还可分为全息滤波器, 计算机制作的滤波器等。

滤波器在光学信息处理中用途很广, 例如, 高通滤波器因能阻挡零频率部分而只让高频部分通过, 就可以突出照片的轮廓; 一个低通滤波器则可以消除电视屏幕照片上的扫描线等。

全息滤波器

holographic filter

是用全息照相方法制作的复空间滤波器。制作的方式有多种, 例如在干涉仪中制作等。用全息方法可以制作匹配滤波器, 逆滤波器等。

光学匹配滤波器

optical matched filter

光学匹配滤波器的作用是使要检出的信号峰值能量和均方噪声能量之比变为最大。它主要应用于图像识别、字符辨识和从噪声中检出信号。例如为了要从许多字符中检出字“8”并确定其位置。因“8”有一定的空间频谱, 匹配滤波器的振幅透射率应和“8”的频谱的复数共轭成正比。将记录这些字符的透明板作为相干滤波系统的输入, 并在频谱面上放置这样的滤波器时, 则输出平面上的亮斑就是字符“8”的位置。

逆滤波器

inverse filter

主要用于处理模糊的照片, 使其变清晰。一张模糊的照片的频谱可以表示为

$$T(u, v) = H_s(u, v) F(u, v)$$

其中 $F(u, v)$ 是原来物体的频谱, 而 $H_s(u, v)$ 为包括引起模糊的因素 (如离焦、像移, 大气抖动) 的传递函数。如果用相干光滤波系统处理这张照片, 即在频谱面上放置一个透射率和 $[H_s(u, v)]^{-1}$ 成正比的滤波器, 则滤波器透射的就是 $T(u, v) [H_s(u, v)]^{-1} = F(u, v)$, 从此消除了模糊因素而在输出面上得到了原物体的像。这样的滤波器称为逆滤波器。

计算机制作的滤波器

computer-generated filter

这种滤波器是用数字计算机制作的。首先计算出它的滤波函数, 用计算机指令的绘图器或扫描装置在大尺度上以黑白形式画出图形, 然后再用光学方法把它微缩到胶片上, 就得到这种滤波器。计算机制作的滤波器通常是以透明和不透明孔的形式编码的, 利用透明孔的宽度编码滤波函数的振幅, 孔的位置编码相位。这种方法可以用来制匹配滤波器, 逆滤波器等, 是一种很有前途的方法。

空间调制

spatial modulation

光通过空间调制器之后, 它的空间振幅

和空间相位就被调制。例如,一个单色平面波通过一个正弦振幅光栅后,就成为振幅随空间作正弦变化的单色波。空间调制有振幅调制、相位调制,以及振幅和相位的同时调制。空间调制器可用胶片制成,也可以用电光调制器,声光调制器,磁光调制器等。在光信息处理系统中,对光进行空间调制主要是为了获得特定的输入信号。

Y 校正

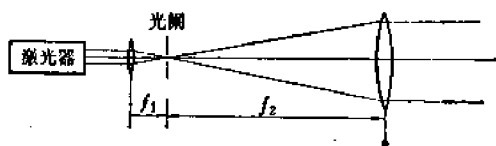
gamma correction

在相干光学信息处理中常要求胶片的振幅透射率 t 和曝光的光强度 I 成正比。因为 $t = KI^{1/2}$, 所以希望制成 $\gamma = 2$ 的胶片。再用单色平行光照明这样的胶片, 就能得到与原来光强 I 成正比的振幅分布。这就是 γ 校正(参见“胶片特性曲线”)。

光束扩展器

optical beam expander

在相干光信息处理系统中可以利用光束扩展器把细的激光束扩展成粗的平行光束。光束扩展器是倒置的望远镜系统, 如下图所示。光束扩展器的光束扩展比为两个物镜的焦距比 f_2/f_1 。焦面上的光阑是用来挡住一级以上的衍射光而只让零级光通过。



光束扩展器

傅里叶变换透镜

Fourier transform lens

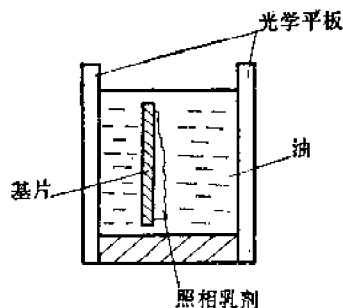
在相干光信息处理中利用傅里叶变换透镜实现模拟的傅里叶变换运算。傅里叶变换透镜的前焦面上的光振幅分布和后焦面上的光振幅分布是傅里叶变换关系。傅里叶透镜大多是对称型的, 一般由六片透镜组成, 焦距有 500, 800, 1000 毫米, 口径有 50, 100 毫米等几种。在设计和制作过程中, 除畸变

有特定值外, 要求对所使用的激光波长把波像差校正到八分之一波长以内。所以在用傅里叶透镜组成的处理系统中, 不会因透镜有像差而损害输出的结果。

液体门

liquid gate

在相干光信息处理中, 为了避免照相乳剂层厚度不同所引起的附加相位误差, 通常把显影后的照相胶片放在用光学平板做成的液体门中, 其中液体的折射率应和照相乳剂折射率相等。见下图。



液体门

光学频谱分析

optical spectrum analysis

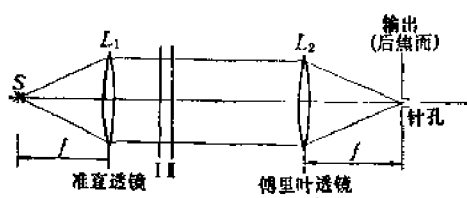
就是分析目标或信号的空间频谱。当把记录某个目标的照相胶片放在傅里叶透镜的前焦面上, 用相干平行光照明, 则在其后焦面上出现该目标的空间频谱。任何物体都有其特有的空间频谱, 例如一个正弦条纹图样的谱是三个亮斑。根据目标的频谱特性, 可对目标作各种研究, 例如把资源卫星拍摄的照片分类, 识别特定的目标, 等等。

光学相关

optical correlation

相关是一种数学运算, 即对两个函数的乘积作积分运算。光学相关是用光学方法来实现相关运算, 它的作用是, 比较两个图像(或信号)以确定它们之间的相似性。

如图所示, 在平行光束中放置两个不同的图像 I 和 II。把 II 相对于 I 在垂直于光轴



光学相关

方向上移动一个量,同时通过一个针孔测量 L_2 后焦面上光轴处的光能量,所测得的量和两个图像的互相关成比例。所以一面移动 I ,一面测量通过针孔的光能量,就可得到两个图像的互相关。当两个图像相同时,得到的是自相关。光学相关可用于图像识别等。

光学卷积

optical convolution

卷积是一种数学上的积分运算,其表达式为

$$\rho(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) g(x' - x, y' - y) dx dy$$

如果卷积是由光学系统来完成的,就称为光学卷积。在线性空间不变光学系统中,卷积是极重要的运算,如上式所示,这系统

的像(输出) $\rho(x', y')$ 等于给定的物体(输入) $f(x, y)$ 与点扩散函数 $g(x' - x, y' - y)$ 的卷积。

像质改善

improvement of photographs

照相时,由于光学系统的像差,对焦不准所引起的像面离焦、物体移动、大气抖动以及照相胶片本身的颗粒噪声等原因使照片模糊。把模糊的照片进行处理,消除模糊因素以得到清晰正确图像的方法称为像质改善。

像质改善可利用电子计算机的数字处理、照相掩模、相干光空间滤波及光电和计算机联合处理等方法。

图像识别

pattern recognition

把大量的航空和卫星摄影照片加以分类并识别其中目标的大小,检出已知的所需目标,将相似的照片相减以检出这两者的差别,检出变化的目标,字符的自动辨识,指纹的识别,提取噪声中的编码信号等光信息处理方法统称为图像识别。

五、激光的应用

巨脉冲技术

giant pulse technique

在激光器运转过程中,在泵浦初期使谐振腔的 Q 值处于无法产生激光振荡的最低值,以便在激光工作物质中使激活中心在激光上能级得到充分的积累。然后在某一时刻,突然使腔的 Q 值增加,积累在上能级的大量激活中心便立即几乎同时地以受激辐射的形式发射出所贮存的大量能量,从而使激光器输出一个脉宽较窄(几毫微秒到几十毫微秒)、峰值功率很高(几兆瓦到几十兆瓦)的光脉冲。这种使腔的 Q 值突然改变的方法称 Q 突变,或称 Q 开关。所形成的光脉冲称巨脉冲。

获得巨脉冲的必要条件是: 1. 泵浦速率必须大于激活介质亚稳态的自发跃迁速率,否则在激活介质中不能积累起大量的反转粒子数; 2. Q 突变必须极快,否则受激辐射增长缓慢,在未达到极大以前便耗掉大量激活中心,使峰值功率下降、脉宽增加。

实现 Q 突变的方法很多,如机械调 Q 、电光调 Q 、声光调 Q 、可饱和吸收体调 Q 等。

Q 突变

Q -spoiling

见“巨脉冲技术”。

Q 开关

Q -switching

见“巨脉冲技术”。

转镜式 Q 开关

rotating mirror Q -switching

这是一种常用的机械调 Q 方法。

用一个高速马达驱动的全反射镜(常用全反射棱镜)和另一个反射镜组成谐振腔,使

棱镜高速转动,当它将要正对准另一个反射镜时,腔的 Q 值突然升高,而在其他时间内腔的 Q 值很低,泵浦只能将能量贮存在激活介质内。转镜必须与泵浦同步,使在激活介质达到最大粒子数反转时腔的 Q 值达到最高。

这种方法简便可靠,但开关速度比较慢,难得到很窄的光脉冲(往往出现多脉冲)。此外,还易引起振动和噪声。

电光 Q 开关

electro-optic Q -switching

利用电光效应实现的 Q 开关叫电光 Q 开关。将一起偏器和普克尔盒(或克尔盒)放在激活介质与全反射镜之间,在普克尔盒上加上一个适当的偏置电压,它使透过的光的偏振面转动 45° ,当反射镜将这光反射而再次通过普克尔盒时,偏振面又转动 45° ,这时光就不能通过起偏器,所以腔内 Q 值很低,当普克尔盒的偏置电压被高速切断时,腔内 Q 值突然上升就产生巨脉冲激光输出。电光开关必须与泵浦同步。

电光开关速度高、开关时刻可精确控制,但开关性能受电光晶体的品种和质量影响很大。

声光 Q 开关

acousto-optic Q -switching

这是利用声光效应原理制成的 Q 开关。由电声换能器、声光介质和吸声介质组成。

在激光器激活介质与全反射镜之间放一声光介质,使超声波以垂直于光路的方向在此介质内前进,它使介质在垂直光路的方向上产生折射率的周期性改变,因而使光偏折而不能反馈。当泵浦到较高的粒子数反转时,

用一个短脉冲突然切断超声场,在这瞬间内光路畅通形成巨脉冲。

声光开关不如电光开关那样精确,但损耗一般较小。

饱和吸收Q开关

saturable absorption Q-switching

有些物质,例如一些有机染料和掺铈的玻璃等,在强辐射照射下出现饱和吸收,吸收率迅速下降,这种材料称饱和吸收剂,可用于Q开关。

在激光器的激活介质与全反射镜之间放一饱和吸收剂,当腔内光强很弱时,由于它的吸收使腔的Q值很低。但当介质的粒子数反转和自发发射的荧光迅速增长到一定程度时,吸收剂的吸收率迅速减小(被漂白),这时Q值突然增加,产生巨脉冲激光振荡。

这种Q开关也有称光化学Q开关的。它的特点是简单经济,并可重复使用。但开关时刻不能精确控制,而且只适用于一定的波长,寿命较短。

染料Q开关

dye Q-switching

用有机染料作饱和吸收剂制成的Q开关。参见“饱和吸收剂”和“饱和吸收Q开关”。

饱和吸收剂

saturable absorber

亦称可漂白吸收剂。如一些有机染料、掺铈的玻璃等。它们的吸收率与辐射强度的关系是非线性的。在很强的辐照下,吸收率急剧下降,而当辐照减弱时又迅速恢复原有的吸收率。它们可用于Q开关和锁模等。

作为红宝石激光器的被动Q开关,可用欧花青的硝基苯溶液,或隐化青的甲醇溶液。在用于锁模时则可用碘化二碳化青(DDI)的甲醇溶液。

对于钕激光器的1.06微米辐射,可用十一甲川蓝色素的丙酮溶液,BDN(即双-对

二甲胺基二硫代苯偶酰镍,亦称Ni-络合物~150)的二氯乙烷或四氯化碳溶液。而当用碘乙烷或二甲亚砷作溶液时,则恢复吸收率的弛豫时间大大缩短,可用于锁模。

在红外区内可以用分子气体作饱和吸收剂,例如二氧化碳激光器的10.6微米输出,可以用六氟化硫或三氟化硼作吸收剂。

爆裂膜Q开关

exploding film Q-switching

在玻璃片上镀上一层铝膜,将它放在激活介质与全反射镜之间,用透镜使光聚焦在这层膜上,当自发发射荧光的功率密度达到一定大小时就将膜烧穿,产生巨脉冲。

这种方法很简单,无须控制开关时刻,但每次使用后都须更换,所以只能用于单次工作。

腔倒空

cavity dumping

将激活介质与调制器放在高反射镜组成的谐振腔内,泵浦后,因腔两端的高反射率,使激光在腔内振荡而没有输出。当在调制器上加上控制信号时,光被偏转(相当于腔的一端的反射率从近于100%降到零)而从调制器输出。

腔倒空技术可用于多种激光器,是从连续泵浦激光器中获得高重复频率脉冲输出的一种方法。可得到约100千赫至几兆赫的脉冲序列。而且当用于低的重复频率时,它的效率就降低。

脉冲透射式工作

pulse transmission mode operation;

PTM

这是对Q开关技术的一种改进,实际上是一种两次开关办法,大意如下:一个Q开关激光器,两端反射“镜”都具有几乎100%的反射率,当Q开关打开时,产生激光振荡,谐振腔内激光能量突然升高,到达它可能达到的最高峰时,突然关闭Q开关,并使输出

端反射“镜”的反射率从100%下降几乎到零,使腔内全部光能量一下子倒空。这种方法可使输出的脉冲前沿变得很陡,并可缩短脉冲的持续时间,因此是获得高功率短脉冲的一种方法。

光调制器

optical modulator

用改变光波的振幅、频率、相位、强度、偏振状态等参数实现信息传输的方法称为光调制。进行光波调制的装置称为光调制器。

根据实现的手段,光波调制可分为机械调制、电光调制、声光调制及磁光调制等。

根据调制时激光振荡器的参数是否改变,光调制器可分为:腔内调制及腔外调制。

根据调制时所改变的光波参数,光调制器可分为调幅、调频、调相、强度调制及偏振调制等。

腔内调制

intracavity modulation

通过改变激光振荡器参数如增益,谐振腔Q值或其光程等手段实现激光调制的方法称为腔内调制。

腔内调制可以实现光波调幅、调频、调相、强度调制和锁相等,调制效率高,但增加了激光振荡器的结构复杂性并使其工作稳定性变差。

腔外调制

outer cavity modulation

光调制器置于激光谐振腔之外,调制时只改变光波参数而不影响激光振荡器本身参数的调制方法,称为腔外调制。

光行波调制器

light traveling modulator

在调制频率甚高的情况下,不能再认为光波通过调制晶体的时间内,加在晶体上的调制电压是恒定不变的。因此,光波在调制晶体的不同部位所附加的相位变化是不同的,其综合相位差值将变小甚至变为零。为

解决此问题,可使调制电压以行波方式随光波同时在调制器内传播。这种工作方式的光调制器称为光行波调制器。

行波调制器的中心问题是调制波与光波的相速度匹配问题,也就是设法使调制波的相速度与光波的相速度相等。一般称之为速度匹配。例如,可采用将调制晶体置于调制波波导之内的办法实现速度匹配。

光偏振调制

light polarization modulation

用调制信号改变光波偏振特性的调制方法称为光偏振调制,分为线偏振光调制和圆偏振光调制两类。

线偏振光调制是使线偏振光的方位角相对于所选定的参考轴产生比例于调制信号的旋转。因此已调制光波电场在 x , y 方向的分量为

$$E_x(t) = A_c \cos[k_{pi} M(t)] \cos \omega_c t$$

$$E_y(t) = A_c \sin[k_{pi} M(t)] \cos \omega_c t$$

式中 K_{pi} 是与调制介质及调制器参数有关的常数。

圆偏振光调制则使光波分解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光之后,使二者的强度比例于调制信号,即

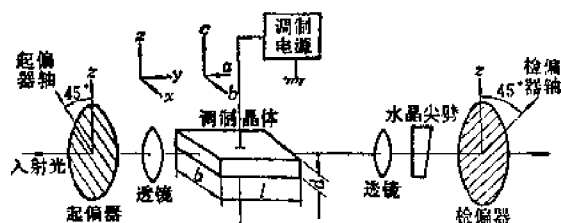
$$I_+(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 + M(t)] \cos^2 \omega_c t$$

$$I_-(t) = \frac{A_c^2}{2} [1 - M(t)] \cos^2 \omega_c t$$

光强度调制

light intensity modulation

以调制信号改变光波强度的调制方法称



光强度调制器

为光强度调制。若采用下图所示的光强度调制器，输出光强与调制信号电压的关系为

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \left(-\frac{\pi V(t)}{V_\pi} \right) \right]$$

若 $\frac{\pi V(t)}{V_\pi} \ll 1$, 则

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \frac{\pi V(t)}{V_\pi} \right]$$

因此，图示光调制器可视为光强线性调制系统。

调制器所用光电晶体既可用纵向电光效应，也可用横向电光效应。为补偿晶体的自然双折射，可采用所谓组合光调制器。

为稳定调制器工作特性，须对光电晶体的工作温度加以控制。

光相位调制

light phase modulation

使光波电场的瞬时相位角 ϕ 比例于调制信号 $M(t)$ 的调制方法。表达式为

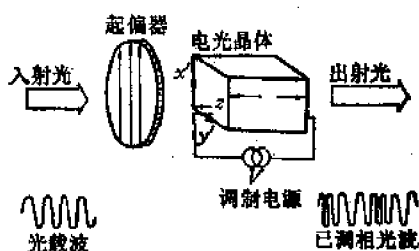
$$E(t) = A_e \cos[\omega_e t + \phi_e M(t)]$$

式中 ϕ_e ——相位偏移常数；

A_e ——光波电场幅度；

ω_e ——光波频率。

下图为腔外光相位调制的一种方法。



腔外光相位调制

上式具体化为

$$E(t) = A_e \cos \left[\omega_e t + \frac{\pi n_0^3 r_{es}}{\lambda} V_0 \sin \omega_m t \right]$$

式中符号见电光效应。

光幅度调制

light amplitude modulation

以调制信号改变光波电场幅度的调制方

法称为光幅度调制。电光、声光及磁光调制器皆可实现光幅调制。光幅调制器与光强调制器在组成上无原则差异，区别在于，检测时是检测光强还是光幅。

光频率调制

light frequency modulation

用调制信号改变光波频率的调制方法。

若调制信号为 $\omega_m \sin \omega_m t$ ，则已调频光波电场为

$$E(t) = A_e \cos(\omega_e + \omega_f \sin \omega_m t) t$$

式中 ω_m ——调制信号的频率；

ω_f ——频移。

光频调制可用置于谐振腔内的光电晶体在调制信号作用下，因光程长度的变化改变激光谐振频率实现调频，或以机械方法改变谐振腔反射镜位置，改变谐振腔长度实现调频。也可以采用置于谐振腔外的声光调制器对光波的多普勒效应实现调频。

电光效应

electro-optic effect

晶体（也包括某些液体和气体）在外加电场的作用下，其折射率发生变化。这种现象称为电光效应。

晶体折射率的变化与外加电场的关系可以表达为

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right) = \frac{1}{n^2} - \frac{1}{n_0^2} = \gamma E + p E^2$$

式中 n ——晶体在外加电场作用下的折射率；

n_0 ——未加电场时的折射率；

γ ——线性电光系数；

p ——平方电光系数；

E ——外加电场值。

上式中与外加电场成线性关系的项称为线性电光效应或普克尔效应，而平方项则称为平方电光效应或克尔效应。通常系数 γ 、 p 与外加电场方向及通光方向有关。

平方电光效应, 克尔效应

quadratic electro-optic effect; Kerr effect

在外加电场作用下, 晶体或液体的折射率随外加电场的平方变化。这种电光效应称为平方电光效应或克尔效应。

克尔效应存在于所有的晶体中, 也存在于某些液体和气体中。但应用上多采用固体或液体。

液体(例如硝基苯 $C_6H_5NO_2$) 在电场作用下产生电致双折射。偏振光沿垂直电场的方向通过液体, 因双折射产生沿电场方向及垂直电场方向的分量间的相位差 $\Gamma = B_k L E^2$ 。式中, B_k 为克尔系数, L 为克尔效应作用长度; E 为外电场值。

晶体的克尔效应比液体复杂, 不仅与外加电场的平方有关, 也与外电场的方向及通光方向有关。

克尔效应的应用与普克尔效应相同。目前因材料的限制, 采用固体介质的克尔效应的场合较普克尔效应少。

克尔盒

Kerr cell

用克尔效应制成的电光效应元件。

液体克尔盒是一个有加压电极的玻璃容器, 容器内充硝基苯或溴化苯等有较大克尔系数的液体。容器的通光窗口常做成布儒斯特窗。电极间距视光束直径而定。间距大, 半波电压高。一般常需 20~30 千伏。

克尔盒不仅可用作 Q 开关、光调制器的元件, 还可用于光脉冲整形等。

液体克尔盒由于半波电压高, 加之硝基苯有毒, 已逐渐为普克尔盒所代替。用钽铌酸钾 (KTN) 等晶体为材料的固体克尔盒虽具有半波电压低、工作稳定的优点, 但目前尚未推广应用。

线性电光效应, 普克尔效应

linear electro-optic effect; Pockels

effect

在外加电场作用下, 某些晶体的折射率的变化与外加电场的一次方成比例, 称之为线性电光效应或普克尔效应。

普克尔效应只存在于无对称中心结构的晶体中并随晶体上外加电场的方向及光线通过晶体的方向而不同。通光方向与外加电场一致时称为纵向电光效应; 通光方向与外加电场垂直时称为横向电光效应。例如, KDP (磷酸二氢钾 KH_2PO_4) 晶体沿其光轴方向的纵向电光效应形成的折射率变化为

$$\Delta n_x' = -\frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z$$

$$\Delta n_y' = \frac{1}{2} n_0^3 \gamma_{63} E_z$$

式中, $\Delta n_x'$, $\Delta n_y'$ 为 KDP 晶体在外电场 E_z 作用下折射率的变化值; n_0 是 KDP 对于寻常光的折射率; γ_{63} 是 KDP 的一个电光系数; E_z 是外加电场。

入射线偏振光(其偏振面与晶体 x' 、 y' 轴夹角 45°) 通过厚度为 L 的晶体后, 在 x' 、 y' 轴的分量间的相位差 Γ_z 为

$$\Gamma_z = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma_{63} E_z \cdot L = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \gamma_{63} V_z$$

若使 V_z 随某一外加信号变化, 相位差 Γ_z 亦将随之变化并由此实现光的调制。

电光效应除用于光调制外, 还可用于光开关、光偏转等。

普克尔盒

Pockels cell

利用普克尔效应制成的电光效应元件, 由透明晶体在选定的加压方向设置电极而成。有时为防潮、防尘将调制晶体密封在有石英或光学玻璃窗的盒内, 故有此称。

若电极恰在通光方向, 可在晶体表面蒸涂透明金属氧化物(如氧化锡)薄膜作电极。当用作巨脉冲 Q 开关时, 则采用较厚的圆环状电极。

消光比

extinction ratio

是一个表征电光晶体消光（减光）作用大小的参数。例如将电光晶体作光开关时，消光比等于光开关处于开放状态时通过的光强（最大透过光强）与光开关处于关闭状态时通过的光强（最小透过光强）之比。

开关时间

switching time

指光学开关从完全（或最大）关闭变到完全（或最大）打开的时间，即开关启动前后，谐振腔Q值从最小变到最大的时间。

按开关时间的长短，Q开关可分为快速、中速、慢速三种。Q开关激光器的输出脉宽主要决定于开关速度，因此开关时间是Q开关的一项重要指标。

电光Q开关、染料Q开关的开关时间可达到毫微秒（ 10^{-9} 秒）数量级，属于快开关。转镜Q开关属于慢开关，开关时间由激光器的开关角和转镜的转速决定。例如器件的开关角为6秒，转镜的转速为6万转/分，则开关时间约为300毫微秒。

开关角

switching angle

在转镜Q开关激光器中，开关时间是由转镜转过开关角所需的时间来决定的。因此开关角和转镜的转速是决定开关速度快慢的两个重要条件。开关角就是激光器开始起振瞬间转镜所在位置与转镜完全转到使谐振腔处于平行位置时的夹角。

开关角的大小与转镜的速度无关，只与决定激光器输出特性的各种参数有关。

在转镜Q开关激光器中，由于转镜的转速受到限制，不可能太快。为了加快开关时间往往采用多次加速和在谐振腔内插入陆末-盖克板的办法，压缩器件的开关角，提高转镜的有效转速。实践证明，压缩开关角是提高转镜Q开关激光器开关时间的一种行

之有效的方法。

动静比

output ratio of Q-switching to free running

激光器在加上Q开关后的脉冲输出叫动态输出。在不加Q开关时，或Q开关不工作而存在插入损耗时（如电光晶体）的脉冲输出叫静态输出。这二者的输出能量比称动静比。激光器在加上Q开关后，尽管脉冲功率有了几个数量级的提高，但是总的能量损耗增加，因而动静比是一个小于1的数。这是衡量Q开关的一项技术指标。转镜调Q的动静比只有1/3；电光调Q的为50~90%；染料调Q的为 $\frac{1}{4} \sim \frac{1}{3}$ 。

光偏置

optical biasing

采用光学方法对调制光波引入固定相位差，等效于在电光晶体上加一直流偏压的方法，以改变光调制器调制曲线的工作点，改善光调制器的线性，称为光偏置。常用的光偏置方法是在调制器中加入 $1/4$ 波长片。

半波电压

half wave voltage

线偏振光在电光晶体内分解为振动方向互相垂直的两个分量通过电光晶体之后相位差恰为 180° 时，电光晶体上所加的电压称为半波电压。

磁光效应

magneto-optic effect

见“法拉第效应”。

法拉第效应

Faraday effect

由于磁场的作用使介质具有旋光性的效应称为法拉第效应，亦称磁光效应。线偏振光通过具有法拉第效应的介质时，其偏振面发生旋转，若以 θ 表示此转角，以H表示沿光传播方向的磁场强度，则

$$\theta = V L H$$

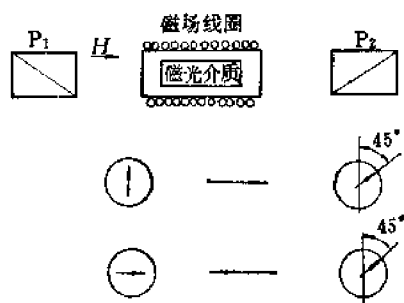
式中 V 为磁光效应常数或 V 常数 (Verdet constant); L 为磁光介质长度。例如重火石玻璃对于波长为 1.06 微米的光波 V 常数为 0.032 分/厘米·奥斯特。

法拉第效应可用于光调制器及光学隔离器等。

光学法拉第旋转隔离器

optical Faraday rotation isolator

光学法拉第旋转隔离器基于法拉第旋光效应。它只允许光线从一个方向通过, 而能阻止光线沿原路返回。其结构原理图如下。



光学法拉第旋转隔离器

图中 P_1 与 P_2 分别为由格兰棱镜作成的起偏器与检偏器, P_1 与 P_2 偏振面夹角为 45° 。法拉第旋转器由磁场线圈及位于其中的磁光介质组成。磁场方向沿通光方向, 磁光介质应具有大的 V 常数。

若光线经起偏器 P_1 在图中小圆内箭头方向偏振, 经法拉第旋转器而发生旋转。若控制磁场大小使转角 $\theta = 45^\circ$ (右旋), 则光线可以无阻地通过检偏器 P_2 。但若光线自相反方向返回, 由于法拉第效应与光传播方向无关, 所以经检偏器及法拉第旋转器后偏振面将再右旋 45° 而与起偏器 P_1 的偏振面垂直, 因而被阻。

法拉第光学隔离器常用作激光放大器的级间去耦装置以提高储能水平并防止自激。

光弹效应

photo-elastic effect

指材料弹性应变引起光学折射率改变的

效应。所有材料都有这种效应, 但大小不同。各种材料因弹性应变引起的折射率变化可以表示为

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = p \cdot s$$

式中 p ——光弹系数;

s ——弹性应变。

光弹效应在激光技术中是声光效应的基础。对于激光材料和各种光学材料, 光弹效应则是有害的, 常常是引起光畸变的一个原因。应设法消除。

声光效应

acousto-optic effect

声光效应系指声波对光的衍射现象。声波形成的介质密度 (或折射率) 的周期疏密变化可视为一种条纹光栅, 光栅条纹间隔等于声波波长。声光效应即指声光栅对光的衍射现象。

存在两种声光衍射现象。

一、喇曼-奈斯声光衍射。当声波频率较低、光线平行于声波波面通过声光栅时, 出现喇曼-奈斯声光衍射 (图 1)。衍射光强的分布与普通光学光栅的衍射类似, 零级两边对称出现多级衍射极值, 强度逐级下降。

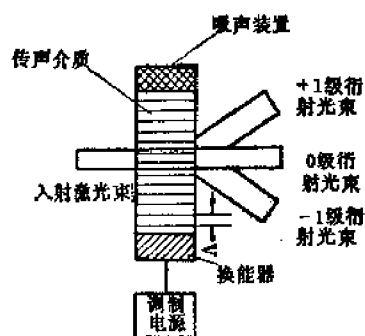


图 1 喇曼-奈斯声光衍射

激光应用中常用声驻波形成的喇曼-奈斯声光衍射进行光调制。例如, 用于激光相位测距仪中的光调制器即是。但调制效率低。

二、布喇格声光衍射。当声波频率较高, 光传播方向声场厚度较大, 光线以布喇格角

斜入射到声波光栅,则出现布喇格声光衍射。布喇格角被定义为光线与声波波面间的夹角(图2),其值与光波长 λ 及声波长 λ_s 有关,

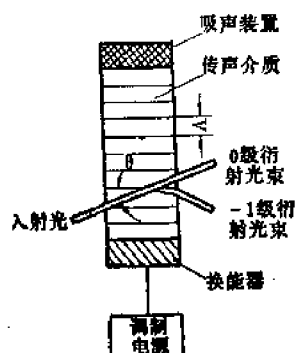


图2 布喇格声光衍射

其关系为

$$\sin \theta = \lambda / 2\lambda_s$$

布喇格声光衍射的光强分布是不对称的,只能出现零级或 ± 1 级衍射极值。因此,若能合理选择参数,可使全部入射光集中于零级或 ± 1 级衍射极值上,所以能量转换效率高。激光技术中一般皆用布喇格声光衍射。

利用布喇格衍射可制作声光调制器、声光Q开关以及用于显示、信息存储等应用的

光偏转器。

声光调制器与声光偏转器一般由三部分组成:1.电-声换能器;2.传声介质;3.吸声装置。其构造如图1及图2。

声光材料

acousto-optic materials

评价声光材料的性能常用三个品质指标,即

$$M_1 = n^3 p^2 / \rho v = (nv^2) M_2, M_2 = n^3 p^2 / \rho v^3$$

$$M_3 = n^3 p^2 / \rho v^2 = M_1 / v$$

式中 n —— 折射率,

p —— 光弹性系数;

ρ —— 密度;

v —— 声速。

M_1 表征声光介质布喇格带宽的品质指标。 M_1 越大,可能的调制带宽越宽。 M_2 表征声光介质衍射效率的品质指标。 M_2 大,则衍射光强大,超声功率消耗小。 M_3 表征声光介质中声波穿过光束的渡越时间的品质指标。

常用的几种声光材料与其性能如下表。

材 料	密度 ρ 克/厘米 ³	声速 v $\times 10^3$ 厘米/秒	折射率 n (测量波长)	透明区 微米	光弹系数	品质指标(相对值)		
						M_1	M_2	M_3
熔石英(SiO_2)	2.2	5.96	1.46(0.633)	0.2~4.5	0.2	1.0	1.0	1.0
水 (H_2O)	1.0	1.56	1.33(0.633)	0.2~0.9	0.31	6.1	106	24
α 磷酸($\alpha\text{-H}_2\text{PO}_4$)	5.0	2.44	1.98(0.633)	0.3~1.8	0.41	13.6	55	32
钼酸钡(PbMoO_4)	6.95	3.66	2.39(0.633)	0.4~5.5	0.28	15.3	23.7	24.9
铌酸锂(LiNbO_3)	4.64	6.57	2.2(0.633)	0.5~4.5	0.15	8.3	4.6	7.5
二氧化碲(TeO_2)	6	0.617	2.27(0.633)	0.35~5	0.09	8.8	525	85
GaP	4.13	8.32	3.31(0.633)	0.6~10		75	29.5	69
GaAs	5.34	5.1	3.37(0.633)	1~11				
超重火石玻璃	6.3	3.1	1.92	~2.0	0.25		12.71	

电光调制

electro-optic modulation

利用电光效应进行光波调制的方法,称为电光调制。实现电光调制的装置,称为电光调制器。

电光调制器的组成虽随所改变之光波参数而异,但皆以调制信号作为外加电场改变

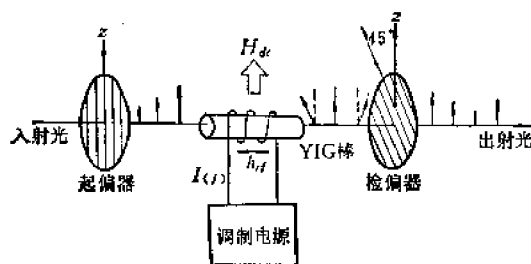
电光晶体的双折射特性,从而达到改变光波参数的目的。

电光调制与其它调制方法相比,易于实现,结构稳固不易失调。缺点是光损失较大,调制电压较高,调制电源功率损耗较其它调制方法大。而且,调制频率与调制带宽也不能很高。甚高频情况下,采用行波电光调制。

磁光调制

magneto-optic modulation

利用法拉第效应进行光调制的方法称为磁光调制。实现磁光调制的装置称为磁光调制器。其组成如下图。



磁光调制器

磁光调制器的工作原理与法拉第光学隔离器类似。不同之处是，产生法拉第效应的磁场的电流按调制信号规律变化，因此调制输出光强将按调制信号的规律变化。为获得线性调制，在磁光介质上加一垂直于光传播方向的恒定磁场 H_{dc} 。

磁光调制方法由于磁光介质材料透明波段的限制多用于红外，并且未得到广泛应用。

声光调制

acousto-optic modulation

利用声光效应进行光调制的方法称为声光调制；实现声光调制的装置称为声光调制器。

声驻波光调制器以调制信号电压作为电-声换能器的驱动电压，或以调制信号电压调幅的载波电压驱动电-声换能器。光波因声光介质的喇曼-奈斯声光衍射或布喇格声光衍射而被调制。

声行波光调制器则只能以调制信号调幅的载波电压驱动电-声换能器。通常多用布喇格衍射的零级或一级衍射极值作为调制光输出。

声光调制器结构稳定，不易失调，光损耗小，所需调制电源功率比电光调制小。缺

点是制作困难，高质量声光介质不易获得。

速度匹配

velocity matching

见“光行波调制器”。

光脉冲调制

light pulse modulation

光脉冲调制实际上是一种光强度调制。通常用副载波先进行光强度调制产生光脉冲序列，再用调制信号采用调宽、调幅、调位、调频、调相以及数字调制、编码调制等方法对光脉冲序列进行调制以加载信息。

光偏转

light deflection

使激光光束传播方向偏折的技术。

激光在显示、传真及信息存储等应用中，须使激光束进行扫描，也就是使激光束按一定规律进行偏折。目前常用的光偏转方法有：机械偏转、电光偏转及声光偏转。

光偏转器的技术指标是：可分辨点数和扫描速度。可分辨点数的定义为光束偏转角 θ 与光束衍射角 θ_g 之比，即 $N = \theta / \theta_g$ 。扫描速度系指单位时间内激光束能够扫描的点数。

可分辨点数

resolvable spots

见“光偏转”。

机械光偏转器

mechanico-optic deflector

利用光路中的光学零件的机械运动（旋转或振动）使光束偏转的装置。常用振动检流计悬镜或转动多面体棱镜进行光束偏转。

机械光偏转器结构简单、光损耗小，但扫描速度低。

声光偏转器

acousto-optic deflector

利用布喇格声光衍射现象可以实现声光偏转。当改变声波频率，则布喇格衍射光的方向将发生变化。设声波频率改变 Δf_s ，衍

射光方向的偏折为 $\Delta\theta$ ，二者的关系为

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{v_s} \Delta f_s$$

声光偏转器的可分辨点数 N 的表达式为

$$N = \frac{\Delta\theta}{\theta_{\text{衍射角}}} = \left(\frac{\lambda}{v_s} \right) \Delta f_s / \frac{\lambda}{D} \\ = \Delta f_s \left(\frac{D}{v_s} \right) = \Delta f_s \cdot \tau$$

式中 D 为光束直径， v_s 为声波的速度， $\tau = D/v_s$ 为声波穿过光束所需的时间，称为渡越时间。 τ 大则可分辨点数多，但扫描速度低。 Δf_s 的最大可能值受声光材料 (M_1 值)、电声换能器及超声电源的带宽的限制。

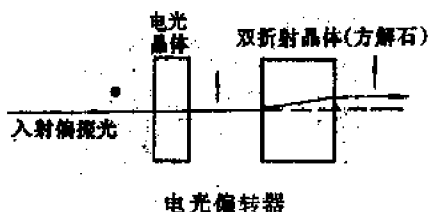
电光偏转器

electro-optic deflector

利用晶体的电光效应使光束偏转的装置。分连续偏转和数字偏转。

连续电光偏转利用两块同一材料的电光晶体在外加电场的作用下折射率具有相反的变化而构成的折射界面，偏振光在此界面产生不同折射而使光束偏折。偏折的大小由外加电场控制。

数字电光偏转器基于不同振动方向的偏振光在双折射晶体（如方解石）中的不同传播方向实现光束偏移，而利用电光晶体（如 KDP）改变偏振光的振动方向进行控制，如下图所示。



一块双折射晶体与一块电光晶体构成数字光偏转器的小单元。用小单元的串接实现平面扫描。

目前，多采用数字电光偏转方法进行光存储及显示等的扫描。

选模技术

mode selecting technique

使激光器输出具有一定模式的方法常称选模技术。一般分选横模和选纵模两类：1. 选横模，可以减小光束的束散角，提高激光输出的相干性。常用增大谐振腔的长度/通光孔直径比、在腔内会聚光束的焦点加小孔光阑以及非稳定腔等方法增加高阶横模的损耗，选出低阶横模或基横模。2. 选纵模，主要是为了提高单色性。^①常用法布里-珀罗标准具作谐振选频器，耦合腔技术，用可饱和选择吸收剂以及缩短腔长以减少增益线宽内的纵模数等方法。

选横模

transverse mode selection

见“选模技术”。

小孔选模

mode selection by pinhole

这是中小能量（或功率）激光器常用的一种选横模的方法。因为在激光束的束腰处基横模光斑最小，横模阶数越高，光斑越大，因此在束腰处放置与光轴同心的具有适当孔径的小孔光阑可抑制掉高阶模而选择出基横模。这种方法的优点是简便，缺点是不很精确，小孔也易遭强光破坏。

选纵模

longitudinal mode selection

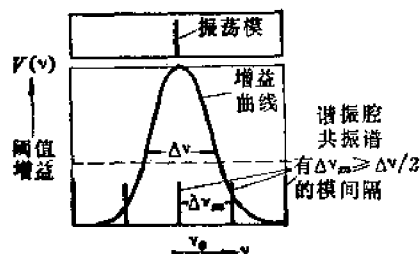
见“选模技术”。

短腔选模

mode selection by short-cavity

是一种常用的选纵模的方法。只要适当选择腔长 L ，使得谐振腔的纵模频率间隔 $\Delta\nu = \frac{c}{2nL}$ （ c 为腔内介质中的光速， n 为介质的折射率）大于或等于介质的增益线宽 $\Delta\nu_m$ ，就可以实现单纵模振荡。例如氩-氟激光器的增益线宽约 1500 兆赫，如使腔长 $L \leq 10$ 厘米，就可得到单纵模。为了降低阈值，应使纵模频率接近于增益曲线的中心频

率(这时 $\Delta\nu \geq \frac{\Delta\nu_m}{2}$)就可得到单纵模(如图)。为此必须精确控制腔长。



(a) 短腔选模

法布里-珀罗标准具选模

mode selection by Fabry-Perot etalon

这实际上是利用短腔选模原理的一种耦合腔技术。可将标准具用作谐振腔的一个反射端(有时称其为谐振反射器或选频反射器),但更多的是在腔内插入一个法线与光轴成一小角度的标准具(有时称其为谐振滤波器)。为了尽量减小插入损耗同时又具有足够的选模分辨率,应适当地选择标准具的间隔和平板的反射率(参见“短腔选模”和“耦合腔技术”)。

耦合腔技术

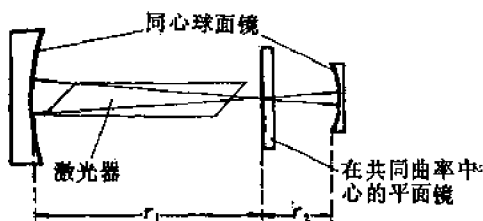
coupled cavity technique

这是一种很常用的选纵模的方法。

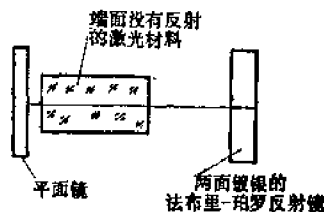
通常,激光器的谐振腔在激光介质的增

益线宽 $\Delta\nu$ 内有很多个谐振模。为了减少振荡纵模数,可将几个谐振腔耦合起来,这样就使得振荡模必须同时满足各腔的谐振条件。适当选择各腔长度和耦合就可得到所需的纵模选择。

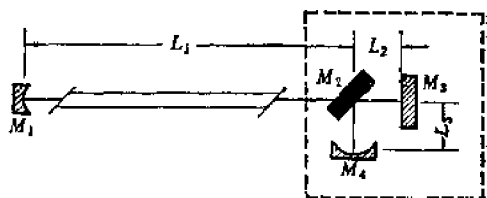
几种常用的耦合腔形式如下图。



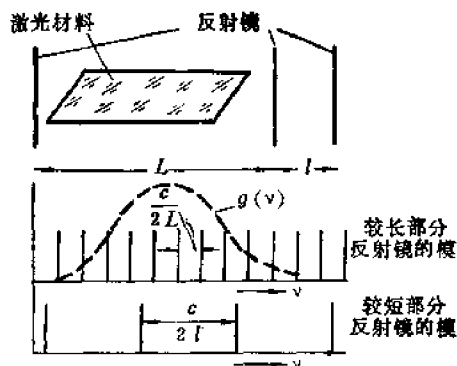
(b) 耦合半同心谐振腔



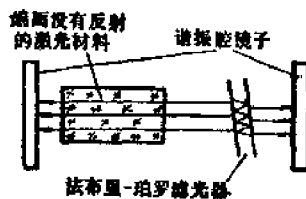
(c) 用法布里-珀罗反射镜的轴向模选择



(d) 用干涉仪反射镜的纵模选择



(e) 用耦合谐振腔的轴向模选择



(f) 在谐振腔中用法布里-珀罗滤波器的轴向模选择

锁模技术

mode locking technique

使激光振荡各模的相位之间保持一定关系,以改善激光输出的相干程度,提高输出脉冲强度和压窄脉冲宽度的方法,称为锁模技术或锁相技术。

多模工作激光器各纵模的频率差为

$$\omega_q - \omega_{q-1} = \pi c/L = \Delta\omega$$

激光振荡输出的光波电场为各模光波电场之和

$$e(t) = \sum_n E_n e^{i((\omega_0 + n\Delta\omega)t + \phi_n)}$$

式中 ω_0 为某一纵模的圆频率, ϕ_n 为第 n 个模的相位。

若不采取特别措施,各纵模互不相干、相位 ϕ_n 互无联系,所以输出光强将是观察时间内各纵模光强之和的平均值,即

$$I \propto \overline{(e(t))^2} = \sum_n \overline{(E_n)^2}$$

实际输出是在此观察值上下的无规则涨落,如图 1。



图 1 多模激光器的输出

若设法使各模相位 ϕ_n 之间保持固定关系,则各纵模不再是不相干的,输出光强为图 2 所示的周期性调幅脉冲。

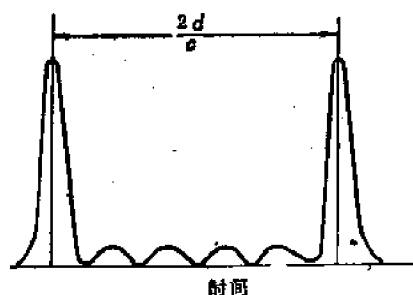


图 2 锁模后输出的周期性调幅脉冲

若设 $E_n = E_0$, $\phi_n = 0$, 则输出光强为

$$I(t) \propto E_0^2 \frac{\sin(N\Delta\omega \cdot t/2)}{\sin^2(\Delta\omega \cdot t/2)}$$

可知锁模激光输出具有如下的特点:

1. 输出光强为 $T = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c$ 的周期脉冲序列,如图 2。

2. 每一脉冲光强 $I(sT)$, ($s = 1, 2, 3 \dots$) 为未经锁模时输出光强的 N 倍, N 为被锁振荡模的个数。但实际由于各纵模的振幅并不相等(如图 3), 输出光强的增加小于 N 倍。



图 3 频谱

3. 每一脉冲的宽度为

$$\tau = T/N = 1/\Delta\nu$$

式中 $\Delta\nu$ 为激活介质的增益线宽。

采用锁模技术可获得极短光脉冲,实验中用铍玻璃锁模激光器曾获得 $\sim 4 \times 10^{-13}$ 秒(微微秒)光脉冲。

锁模的方法有三类: 1. 主动锁模; 2. 被动锁模; 3. 自锁模。

锁横模

transverse mode-locking

使各横模内所包含的纵模相位锁定,实现不同横模 ($m+n \neq \text{常数}$) 内相同纵模 ($q=q_0$) 的锁模,或同时实现不同横模内经锁定的纵模 ($q=q_0, q_0+1, q_0+2 \dots$) 之间的锁模。

横模锁定方法与锁纵模方法大致相同。

调幅锁模

mode locking by amplitude modulation

调幅锁模属于主动锁模。用外加调制信号以频率 $f = \Delta\nu = c/2L$ 周期改变激光谐振腔的损耗(或增益)来实现,所以有时也称为损耗调制锁模。

调制谐振腔损耗使各纵模调幅。当调制频率 $f \approx \Delta\nu$, 则第 q 纵模因调幅产生 $\nu_q + \Delta\nu$ 与 $\nu_q - \Delta\nu$ 的边频近似等于第 $q-1$ 和 $q+1$

纵模的频率。这些纵模因激活介质具有增益而放大,使各振荡模之间耦合。当调制度达到一定程度之后,便可实现各纵模之间的锁定,激光输出变为相干的周期性调幅脉冲序列。

原则上各种腔内光强度调制器(见光强度调制)都可用以进行调幅锁模。

调频锁模

mode-locking by frequency modulation
or FM type of mode-lock

调频锁模也属主动锁模。

在激光谐振腔内引入诸如电光晶体、声光晶体之类的元件以接近 $\Delta\nu=c/2L$ (但不等于 $\Delta\nu$) 的频率使激光器各纵模调频。因此,各调频纵模的边频振荡将与其它纵模耦合而实现各纵模的相位锁定。当调制频率 $f=c/2L$,调频锁模与调幅锁模的结果相同,激光输出为 $T=2L/c$ 的周期脉冲序列。但若 f 与 $2L/c$ 相差稍大,则调频锁模的结果将抑制较弱的纵模。此时激光输出是一个以频率 f 调频的相干光波,并且其相干程度与 $f-\Delta\nu$ 的大小有关。

被动锁模

passive mode-locking

用饱和吸收介质的非线性吸收或其它介质的非线性效应进行锁模的方法。因无须外加调制信号,故称为被动锁模。

谐振腔内放入适当饱和吸收介质,两相邻纵模因介质的非线性吸收产生差频,表现为谐振腔的损耗以两相邻纵模的差频被调幅。由此产生纵模间耦合,从而实现锁模(见调幅锁模)。因此,被动锁模的输出亦为相干的周期性脉冲序列。

被动锁模目前多用有机染料,方法简便,是较常用的锁模方法。

自锁模

self mode-locking

自锁模类似被动锁模。某些条件下,由

于激活介质自身的非线性(例如增益饱和现象)形成锁模。这种情况下,激活介质的增益以相邻纵模的差频被调幅,类似被动锁模时谐振腔损耗被调幅的情况。

自锁模方法在实际工作中应用较少。

腔内损耗调制

intracavity loss modulation

见“调幅锁模”。通常是用电光或声光开关来实现谐振腔的损耗调制。

光脉冲压缩技术

compression technique of light pulse

将锁模激光器输出的短脉冲序列,通过光学移频器使光脉冲的频率漂移,使脉冲前沿的频率高于它的后部,然后使这种扫频脉冲通过一个色散元件,它使不同频率的光波受到不同程度的延迟,因而使脉冲的后部追上它的前沿,从而缩短了脉冲持续时间,并且成比例地提高了它的峰值强度。

超短光脉冲

ultrashort light pulse

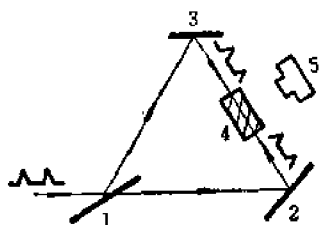
用锁模和脉冲压缩技术可获得持续时间为几十微微秒以下、峰值功率极高的光脉冲,常叫超短光脉冲。可用以研究非线性光效应和测量各种物理或化学的快速过程,如饱和吸收剂的弛豫时间等。大功率超短光脉冲用于激光等离子体的产生、加温和诊断。超短光脉冲目前还不能直接测量,所以只能用间接的如光学谐振法或多光子吸收法来测量,其中双光子和三光子吸收法比较简单,应用范围也较广(见“双光子荧光法”)。

双光子荧光法

two photon fluorescence method

是一种常用的超短光脉冲测量方法。

通过双光子吸收(见“多光子吸收效应”)激发的荧光叫双光子荧光。在超短光脉冲的研究中,用双光子荧光来测量脉冲的持续时间和重复周期。基本原理见下图。由于双光子荧光发光强度正比于入射光强的平方,因



1. 半透镜
2. 3. 全反射镜
4. 双光子荧光材料
5. 相机

双光子荧光法

此第一路脉冲序列与第二路脉冲序列相重合的地方荧光强度比不相重合的地方亮, 分析照片上亮区的宽度与距离可以得到光脉冲序列的重复周期与脉冲持续时间。

注频锁相技术

injection lock technique

将一个单模激光器的输出的一部分注入另一单模激光器的谐振腔中, 当两者振荡频率非常相近, 注入达到一定程度时, 会观察到两个激光器的工作的同步, 或者说这两个激光器实现了相位锁定。这表现为, 原来它们输出的光束是互不相干的, 相位锁定后就相干了, 这种技术称注频锁相技术。

光脉冲放大技术

amplifying technique for light pulse

这是产生高功率大能量的短脉冲的主要方法。先由一个主振荡器产生功率不是很大但具有适当发散角和脉冲形状的光脉冲, 然后让它通过多级光放大器加以放大, 从而得到大能量、大功率的短脉冲输出。为了防止高功率密度的激光对材料的破坏, 光束的截面应逐级扩大, 放大器工作物质的截面亦随之逐级增大; 为了避免放大级自激振荡和减小自发辐射损失, 各级放大器都不能太长并要采取消反射措施, 各级之间还要有光学隔离器; 为了充分利用泵浦能量, 逐级泵浦时间的延迟也要严格控制。考虑到脉冲

在放大过程中的形变和最终应用上对脉冲形状的要求, 主振荡器输出的脉冲形状上要采取专门措施, 有时还要在放大级间对脉冲加以整形。

由于在光频段自发辐射较强, 所以激光放大器作低噪声、小信号放大器比较难实现。

激光放大器

laser amplifier

见“光脉冲放大技术”。

光脉冲整形技术

shaping technique for light pulse

指改进激光脉冲形状的技术。通常是为了缩短脉冲持续时间和使光脉冲前沿变陡。如可用一个快速电光开关切除光脉冲的倾斜前沿, 也可用两个快速电光开关分别切除光脉冲的倾斜前沿和后沿, 从而得到具有陡峭前后沿的窄光脉冲。提高电光开关的速度就可以提高光脉冲前后沿的陡度, 变化两个电光开关的相对延迟时间, 就可以变更整形脉冲的宽度。

采用脉冲透射式工作方式也可以对脉冲加以整形(见“脉冲透射式工作”)。

激光的频率稳定

frequency stabilization of laser

激光振荡器的频率主要由其谐振腔的几何长度和腔内介质的折射率所决定。由于腔内温度、气压、气流、振动和噪声等因素的影响, 腔长和折射率会经常发生变化, 从而引起激光频率的变化。如自由运转的氦氖激光器, 频率稳定性仅为 10^{-6} 左右。因此必须采用伺服控制系统或其他措施, 将腔长控制在一定范围内, 从而使激光的频率稳定在一定的水平上。

稳频较常用的一种方法是在与激光反射镜相连的压电元件上加一调制信号, 通过稳频系统的关键部件——光学鉴频器, 将激光振荡器的频率偏差转换为随时间变化的误差

信号, 其振幅和相位由振荡频率与鉴频器的中心频率的代数差决定。这个误差信号经光电接收、交流放大、相敏检波、积分放大等环节, 馈回反射镜压电元件上控制腔长, 将激光频率稳定到鉴频器的中心频率上。

光学鉴频器最重要的特性是其中心频率应具有很好的恒定性。它大体可分为两类: 一类是利用激光原子谱线本身的特性作为稳频的参考频率, 例如输出功率曲线顶峰、兰姆凹陷、增益曲线的塞曼分裂; 另一类是用外界器件作为参考频率, 例如无源腔、吸收曲线的塞曼分裂、线性吸收、饱和吸收等。其中以饱和吸收和准行波吸收的稳定性和重复性最高, 均可达 10^{-11} 以上。

激光的频率稳定性 (度)、再现性、重复性
laser frequency stability, resettability, reproducibility

激光的频率稳定性, 习惯上是指激光在连续运转时, 在一定时间间隔内频率的起伏 $\Delta\nu$ 与该时间内的平均频率 $\bar{\nu}$ 之比 $\Delta\nu/\bar{\nu}$ 。频率稳定性可用拍频方法进行测量, 一般是指在一定测量时间内的平均变化, 所取的测量时间称为取样时间。关于估算激光稳定性的方法, 在稳定性较高时一般不能采用均方误差, 须采用 Allan 方差。

取样时间在 1 秒以下的稳定性通常称为短期稳定性, 1 秒以上的稳定性通常称为长期稳定性。

同一台激光器, 在相同的运转条件下, 在不同时刻的频率起伏 $\Delta\nu$ 与平均频率 $\bar{\nu}$ 之比 $\Delta\nu/\bar{\nu}$, 称为再现性, 这一般是由控制系统所造成的。

按相同条件和参数制造的各激光器之间的频差 $\Delta\nu$ 与频率 $\bar{\nu}$ 之比 $\Delta\nu/\bar{\nu}$ 称为重复性。

兰姆凹陷稳频

Lamb dip frequency stabilization

气体激光, 在一定条件下, 其输出的功率调谐曲线中心处将出现一个极小值 (如图

1 所示), 这个极小值称为兰姆凹陷, 它是激光稳频中一个较好的参考频率。

兰姆凹陷稳频中常用的是一阶导数锁定的伺服控制方法。

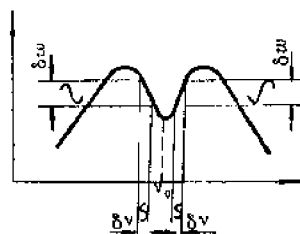


图 1 兰姆凹陷

当压电陶瓷上加一正弦信号, 激光输出功率产生 δw 的变化。 δw 的大小和方向仅与该点的斜率 (一阶导数) 有关。当腔模处于 ν_0 的左右两侧时, 就能产生误差信号, 经控制系统后去驱动压电陶瓷以调整腔长, 最终将腔模调到兰姆凹陷中心频率 ν_0 附近, 方框图如图 2 所示。

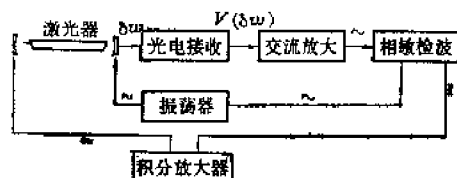


图 2 兰姆凹陷稳频方框图

兰姆凹陷稳频的氦氖激光器输出功率约为几百微瓦, 稳定性达 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 量级。但兰姆凹陷本身波长会发生长期漂移, 因此重复性仅为 1×10^{-7} 。这主要是由于激光管中气体组分和压力的变化所产生的频移。此外, 不同结构及不同条件下工作的激光输出频率也稍有差别。鉴于上述稳定性和重复性, 这种稳频激光器在精密测量和工业自动化方面有广泛的应用。

无源腔稳频

passive cavity frequency stabilization

在激光稳频工作初期, 就采用了外界无源腔作为稳频的参考频率。无源腔通常是指两反射镜组成的法布里-珀罗腔, 因为其中没

有放电管, 不易产生热膨胀。如将它放在密封的绝热室中, 隔离声学及其它干扰, 就能使参考频率相当稳定。

透过无源腔的功率为洛仑兹线型, 其宽度由反射镜的品质及其间隔决定, 可低达几兆赫, 比兰姆凹陷宽度更窄。在无源腔的压电元件上加一调制信号, 透过的激光功率就产生振幅调制, 与兰姆凹陷稳频类似, 经接收、检波、放大后可反馈控制激光腔。由于无源腔的环境比激光器更易控制, 且谐振宽度较窄, 中心频率处鉴频曲线的斜率很陡, 故无源腔具有较好的短期稳定性。在控制系统响应时间较快时, 激光的稳定性接近于无源腔的稳定性, 短时间内达 10^{-6} 以上。无源腔稳频的缺点是中心频率具有长期的慢漂移。

近年来, 为了提高稳频激光器的输出功率, 用一个激光长腔与一短腔选模耦合, 使多模功率的 70% 以上转换到单模功率输出。这种装置用于氦氖激光器, 单模功率可达 60 毫瓦以上, 用于氩离子激光器, 可达 2 瓦以上。

塞曼效应稳频

Zeeman effect frequency stabilization

在激光增益管或腔外吸收管上加轴向磁场, 使增益或吸收谱线产生塞曼分裂的原理进行稳频, 称为塞曼效应稳频。

在内腔单频激光器的增益管上加轴向磁场, 由于塞曼效应, 增益曲线分裂两方向相反的圆偏振增益曲线。仅当两频率相对于两增益曲线交点为对称时, 两者强度才相等。因此, 两圆偏振模之间的强度差可作为鉴频器, 增益曲线的交点即为无磁场时的中心频率, 可作为参考频率。这种稳频方法的短期稳定性可达 10^{-8} 以上, 重复性也受压力频移的影响, 为 10^{-7} 量级。

另一种方法是在氦氖激光腔外放置一低压氖吸收管, 在氖管上加一轴向的直流或交流磁场, 利用氖吸收线的塞曼分裂进行稳频。

这种方法的优点是氖的渗透小, 气压低, 压力位移引起的频率变化小, 稳定性和重复性均高于另一种塞曼稳频。

饱和吸收稳频

saturated absorption frequency stabilization

在激光腔内放置一低压吸收管时, 在激光功率调谐曲线中心处出现一个极窄的小峰, 称为吸收峰或反兰姆凹陷。由于吸收管气压很低, 又不放电, 因此峰宽极窄, 频率位移很小。因而频率稳定性和重复性很高, 是目前最好的光学鉴频器之一。

饱和吸收稳频的典型装置有: 氦氖 3.39 微米激光的甲烷吸收, 氦氖 6328 埃激光的碘吸收, 二氧化碳 10.6 微米激光的六氟化硫吸收等。

饱和吸收稳频的控制系统, 早期也采用与兰姆凹陷稳频类似的一阶导数锁定方法(见“兰姆凹陷稳频”), 但由于吸收峰不一定位于功率曲线斜率为零的点, 致使参考频率受到功率曲线背景的影响。这在碘吸收中尤为显著, 因此近年来为此发展了三阶导数锁定技术。

碘吸收稳频的稳定性可达 10^{-12} 量级, 重复性可达 10^{-11} 量级。甲烷吸收稳频的稳定性可达 10^{-12} 量级, 重复性达 1×10^{-11} 量级。

线性吸收稳频

linear absorption frequency stabilization

在激光增益管上加轴向磁场或充以一定的气压, 使激光增益曲线与匹配的吸收曲线中心相重合, 并使出峰处的功率曲线背景比较平坦。腔外放置一吸收管, 激光单次通过吸收管后被接收器接收。这时由于吸收的饱和效应可忽略, 因此称为线性吸收。如氦氖 3.39 微米激光的腔外甲烷吸收就属于这种情况, 甲烷管冷却在液氮三相点下, 使其蒸气压极为稳定, 因而吸收线的中心频率可作

为一个极好的参考频率。线性吸收谱线为高斯线型,中心部位只有顶峰而无凹陷,因此在功率曲线上呈现一个极小值,但峰宽稍大,约为几十兆赫,因此目前稳定性比饱和吸收要低。但因吸收线中心频率位移极小,在其稳定性提高后,有希望达到很高的重复性。

准行波吸收稳频

quasi-traveling absorption frequency stabilization

利用激光振荡的模竞争效应可以分离出超窄谱线,例如两个相反方向的行波,频率相同而振幅相差很大,在通过低压吸收管时,就出现这种效应。在腔调谐偏离中心频率较大时,不同的分子群分别吸收强波和弱波,互不干扰。在靠近吸收线中心频率时,由于两个波的吸收逐渐变为同一群分子,因此产生了很强的模竞争效应,强波夺走了绝大多数吸收分子,弱波几乎没有吸收。这样,在强波的输出功率曲线中心频率处有很窄的骤减,而弱波则有很窄的突增,这种超窄的吸收谱线的宽度可低达百赫量级,可利用作为良好的光学鉴频器。

这种稳频方法在直腔和环形腔中都已实现,其中以3.39微米氦氖激光的甲烷吸收的稳定性和重复性最高,均已超过了 10^{-15} 的水平。

偏频锁定

frequency-offset-lock

偏频锁定是激光频率锁定上的新技术。将标准激光器(例如,用饱和吸收稳频的激光器)与工作激光器相拍,其拍频信号输入到频率-电压转换器,后者把拍频信号转换为电压信号,加在工作激光器的压电元件上,从而控制工作激光器的腔长和频率。例如,工作激光器与标准激光器之间保持5兆赫的频率差,当工作激光器腔长变化使其输出频率发生变化后,拍频值偏离5兆赫时,就会产生附加的电压信号,使其腔长向反向变化,直

至拍频值保持在5兆赫附近。由于拍频在零拍附近,扰动较大,因此两者的频率一般要保持一个偏差值,因而称为“偏频锁定”。用偏频锁定的激光器具有明显的优点:压电元件上不须加调制;腔内不用加吸收室,输出功率较大;在一定范围内可以调节所使用的频率值,其频率稳定性基本上与标准激光器相同。因此,这种方法逐渐得到广泛的应用,如进行极精密的波长比对,精密测长,激光光谱仪,重复性极高的拍频等。

眼的激光防护

laser eye protection

眼本身是一个光学系统,可将透射激光进行聚焦,从而使落于视网膜的激光强度提高4~6个数量级,而紫外及红外激光又可为角膜所吸收,因此在研究和使用时,应注意眼的防护。

激光工作人员必须自觉遵守有关激光防护的规定,尽量避免不必要的照射,严禁在光路上观察激光束,工作间内应尽量减少来自反射面的激光,必要时带防护目镜,并定期进行眼科检查。

为控制工作人员所受照射剂量,应根据激光眼损伤阈值乘以安全系数,制订出人眼激光安全照射水平。眼损伤阈值通常指受照射后一定时间内,在角膜或视网膜产生刚可见损伤所需激光辐照度,以能量密度或功率密度表示。

激光护目镜

laser protective eyewear

激光护目镜应能屏蔽一定强度的激光而又保持较好的能见度,按不同原理制成的护目镜已有多种。

用有色玻璃制成的吸收滤光片最为简单,例如可用特制的蓝绿色玻璃镜片来屏蔽低功率的红宝石或钕玻璃激光,但在较大功率的激光作用下它们的吸收率可能降低而且易于损坏。

利用介质涂膜的反射作用也可制成护目镜,但它的防护作用与激光入射角密切相关。

用两层高反射介质涂膜与一层有色玻璃组成的反射-吸收型护目镜有较好的防护效果并能保持一定的能见度。

皮肤的激光防护

laser skin protection

皮肤长期受激光照射,可引起皮肤干燥或过度角化等病变。紫外激光的长期照射,有可能增加皮肤癌的发生几率。大功率大能量激光的直接照射,还可能引起烧伤,甚至深层组织的破坏。因此,在激光实验室中应尽量避免激光的直接照射。对可能被照射的部位应加以遮蔽。普通衣帽、手套、围裙等对能量密度较小的激光已有足够的防护效果。对可见激光,白色或浅色衣料防护效果更好。在大功率、大能量激光实验室工作时,应穿戴较厚的防护衣具,并尽量减少皮肤的外露面积。

激光干涉测量

laser interferometry

凡以激光为光源,以它的波长或频率为“尺子”(长度基准),以光的干涉原理来精密测量各种物理量(如长度、角度、位移、速度、加速度、流速、流量等)的称为干涉测量。由于激光相干性单色性好,将使人们抛弃传统的长度标准原器,而代之以气体激光器的工作波长。因此激光干涉测量在计量领域中将是一个重要分支。

根据输出信号的不同,可分为利用相位的变化进行测量和利用频率的变化进行测量。举例说明如下:

1. 以激光波长为“尺子”,干涉为原理,用相位的变化来度量长度与位移的仪器,称为激光干涉仪。

2. 以激光照射运动物体,如果将反射、透射、散射的光与参考光混频后检测,则可以得到与运动物体的速度成比例的拍频信

号。通过分析拍频信号,就可以测量速度、转速、流速、振动参数等量。这种仪器称为激光多普勒仪。亦可直接称为激光速度仪、激光流速仪、激光测振仪。以激光频率为基准,相对论为测量原理,以频率差表示转速的环形激光器组成的仪器,称为激光陀螺仪。用相同原理可设计激光流量仪。

激光干涉仪

laser interferometer

以激光为光源的干涉仪器,称为激光干涉仪。通常,按被测表面的状况,可分为两大类:一类是用于检测光学表面的普通干涉仪;另一类是用于检测复杂表面的全息干涉仪。普通激光干涉仪所用的激光器,可以是一般的稳频激光器,也可用塞曼效应或声光效应分成两个频率相近的双频激光器作光源。后者的抗干扰能力较强。

激光干涉仪的特点是:测量精度高,量程长(可超过1公里),亮度高,便于实现自动测量。因此,在精密计量中有广泛的应用。激光干涉仪可以精密测量长度、角度、振动、流速,研究等离子体,用于无损探伤,检验光学元件以及控制机床进行高精度加工等。

激光长度基准

laser length standard

目前的长度基准是1960年规定的:“1米等于 ^{86}Kr (氪)原子在 $2p_{10}-5d_5$ 能级跃迁时辐射的真空波长的1650763.73倍。”不久出现了激光,激光辐射的单色性、相干性和光强均优于 ^{86}Kr 的辐射。尤其用饱和吸收稳频的激光器,具有极高的稳定性和重复性,比 ^{86}Kr 的重复性高二、三个数量级,达到或超过了 ^{86}Kr 的极限。1973年,国际计量局米定义咨询委员会正式公布了几种稳定激光的波长值。如甲烷稳定的氦氖激光波长 $\lambda_{\text{He-Ne}}=3.3923140$ 微米,碘127分量稳定的氦氖激光波长 $\lambda_{\text{He-Ne}}=0.632991399$ 微米。并规

定上述两个激光作为副基准使用,将来准备取代现行 ^{86}Kr 基准作为长度基准。

光频标

optical frequency standard

以光频作为频率标准,目前尚处于研究阶段。作为标准,必须有极高的稳定性,因此光频标总是和稳定性极高的激光器相联系的。

与微波频标相比,光频标有以下优点:相对稳定性高;可以同时作为长度标准,把长度、时间标准统一起来;由于频率高,对给定的精度可以缩短测量时间;反之,对于给定的时间间隔,可以提高测量精度。

目前所用的频率基准是铯原子钟。光频标是以铯原子钟频率为基准传递过来的,目前的测量准确度还远低于铯基准的准确度,而且激光的短期稳定性也比较差。因此,虽然激光的稳定性和重复性能超过铯钟,目前还不能取代铯钟作为频率基准。

光频标对雷达、测距、光谱分析、物理常数的精密测量以及尖端科学的研究都有重要意义。

激光精密测长

laser precision length measurement

以稳频激光作为长度标准,通过干涉仪可以精密测量长度。它与传统光源的干涉测量相比具有明显的优点(参见“激光干涉仪”)。

对于测量一米的长度,精度可达 $10^{-7}\sim 10^{-8}$ 量级,对于小位移测量,可测出 10^{-8} 埃以下的长度变化。由于具有上述优点,目前在长度测量及许多与位移量有关的其他物理量测量中得到广泛的应用。

激光绝对重力计

laser absolute gravimeter

这是用激光绝对测量自由落体重力加速度的仪器。其方法是测自由落体的运动时间,运动距离,然后从时间、长度这两个基本单位计算重力加速度。

仪器中,用原子钟测量时间,可以精确到 10^{-11} 以上;距离变化则用激光干涉仪来测量。其中一个自由落体上装上反射镜,作为迈克尔逊干涉仪的一臂,另一臂固定不动。落体自由下落时,用于干涉条纹的变化计算距离变化。仪器测量精度可以达到 10^{-9} 以上。

激光绝对重力计已用来测定重力加速度的微小变化,这在科学技术上是很有价值的。

激光测量振动

vibration measurement with laser

激光测量振动是指利用激光技术测量振动的振幅、速度和加速度,也包括测量机械冲击的速度和加速度。

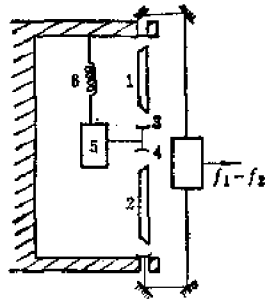
激光测振有许多优点,比如精度高,可测微振幅,能非接触测量,并可测量在真空、水或其他透明介质中的振动,甚至能在一次实验中非常形象地获得振动的振型和大小分布。激光测量振动的方法很多。比如衍射法,将一窄缝的半边固定在振动体上,根据窄缝衍射图形的变化来测量振动。亦可以用干涉法,将干涉仪器中的一块反射镜固定于振动物体上,从干涉条纹的变化或外差频率的变化来测量振动。还可以采用激光全息照相的方法,对振动体拍摄两次曝光全息图或时间平均全息图,在某些情况下,采用实时法亦能进行观察测量。全息法的特点是,能对复杂表面的物体在一次实验中获得振型和大小分布。

激光测量地震

earthquake measurement with laser

原则上讲,测微小振动的激光装置都可以用来测量地震。激光测地震的主要优点是灵敏度比其它方法高得多。例如激光地震仪和干涉地震仪就是这样的测量装置。

激光地震仪的原理如图。1、2是两台气体激光器。地震时,系在弹簧6上的振锤5振动,使反射镜3、4跟着振动。这样,一台激光器腔长增长,另一台腔长缩短,致使



激光地震仪原理图

两台激光器输出频率变化,探测其差频变化,便可测得地震的幅度及变化情况。

干涉地震仪的主要组成部分是一台置于废矿井中,长达几十米的干涉仪。使单频激光器锁定在干涉仪的谐振频率上,然后把这一频率和一台用吸收线稳定的激光器输出频率拍频。这一差频和地震引起的干涉仪臂长变化有关,可用来测量地震。这种仪器还可用来测地壳应变,研究地壳的缓慢运动。

激光自动比长仪

laser interferometer with auto-photo-electrical counting

用稳频激光波长,实现精密、快速自动检定标准线纹米尺的专用干涉仪。仪器除稳频氦氖激光器作光源外,还包括将刻线尺的间距转变为激光干涉条纹信号的主干涉仪、光电转换器、计数与电子计算机数据处理、自动瞄准刻线中心并发出对准指令信号的动态光电显微镜,以及测量空气折射率的辅助干涉仪和测量温度系统等全套设备。

激光测厚

thickness measurement with laser

测厚的方法很多,激光用于测量厚度也有许多形式。一般说来,激光测厚适用于厚度小(例如1毫米以下),精度要求高的场合。

对激光透明,厚度均匀的材料,可以用激光干涉仪作非接触测量。观察材料旋转一定角度时干涉条纹的变化,可以算出厚度。

对激光不透明的材料,可以用衍射法测:以一对刀口接触被测材料两面,构成与材料厚度一致的狭缝,然后用激光衍射仪测狭缝宽度,这就是材料的厚度。也可以用由激光发送器和检测器组成的测厚装置作非接触测量。其中检测器接收被测表面反射回来的激光,材料厚度不同,反射光位置变化。根据反射光位置变化,就可以算出材料厚度。

激光光学检验

optical testing with laser

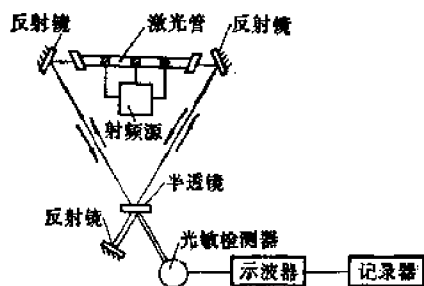
激光光学检验是指利用激光的特性来检测光学材料,元件或系统的参数和质量。例如,利用激光干涉术可以测量表面的曲率半径,使透镜非常精确的定中心和定间距。利用激光平面干涉仪可以很方便地检验平板的平面度、平行度或材料的均匀性,以及检测一些特殊棱镜的内角的偏差。利用激光球面干涉仪检验透镜的表面特性。利用激光泰迈干涉仪测量光学系统的波前像差。优点是精度高,方法比一般干涉仪简便。激光全息干涉术能精密检验光学材料的均匀性,平面、球面以及非球面的表面形状和质量,不但能检验抛光表面,而且亦能检验未经抛光的粗糙表面。

激光陀螺

laser gyro

激光陀螺仪是利用旋转时环形激光器输出的两束激光(一束为顺时针方向,一束为逆时针方向)之间产生频率差这一原理工作的。图示是激光陀螺的一种,它的主要部分是由激光管和环形腔组成的环形激光器(环形腔由两个全反射镜和一个半反半透镜组成)。另一反射镜的作用是使两束光在光敏检测器上相遇,产生差频,然后记录显示。

激光陀螺以频差作为输出信号,因而灵敏度高。其次,由于它没有转子、轴承和其它机械运动部分,因而可靠性也比其它陀螺仪高。目前,激光陀螺形式很多,但大多采



激光陀螺原理图

用氦氖激光器, 测量范围为 10^7 度/小时至 0.001 度/小时; 分辨率为角秒量级。

激光陀螺可用于舰船、飞机以及宇宙飞船导航和大型火箭跟踪。

激光加速度计

laser accelerometer

这是一种测量运动体加速度的装置。装置的核心部分是一台置放在运动体上的气体激光器, 激光谐振腔内放一双折射传感器。这种传感器使激光器产生一对交叉偏振的激光束。运动体作加速运动时, 传感器受应力作用, 折射率发生变化, 使两种偏振态的光束在腔内光程不同, 产生频差。这一频率的差正比于加速度, 检测这一频差, 可用数字显示出运动体的加速度。

这种装置可以作为导航、遥控系统的组成部分。

激光多普勒测速

laser Doppler velocity measurement

多普勒效应是指波源与观察者的相对位置发生变化时, 观察者所观察到的波源频率发生变化的效应。如果应用激光作为光源照射运动物体, 将反射、透射、散射的光与参考光拍频后检测, 则得到与运动物体的速度成比例的拍频信号。通过分析拍频信号, 就可得到运动物体的速度。因为激光的频率高, 因此可用于测量高速和低速。由于频率测定的精度极高, 激光多普勒测速仪可进行高精度的速度测定。

绝对光频测量

absolute optical frequency measurement

多年来, 光频(远红外至可见光波段)一直不能直接进行测量, 而是通过测量波长来推算的。

近年来, 由于激光和拍频技术的发展, 以铯原子钟为频率基准, 已将频率测量延伸至红外波段。这是用钨镍点接触二极管作为混频元件, 以许多激光器与速调管组成一个频率测量链, 可测出直至 88 兆兆赫的频率(即 3.39 微米氦氖激光的频率), 准确度已达 10^{-10} 量级。

激光测量导热率

measurement of thermal conductivity by laser

激光脉冲法测量材料的导热率是一种动态测量。其方法是用脉冲激光束作为热源射向一定温度下处于绝热状态的薄片状试样正面, 造成试样瞬时温升, 使热量向背面扩散。在试样背面, 通过热电偶或红外探测器把温升转换成电信号, 经过放大器放大后, 再用示波器记录激光脉冲发出时至试样背面达最高温度时的时间-温升动态曲线, 然后按计算公式得到材料的热扩散率。知道激光的能量、试样的温升及质量, 可计算得比热。由试样的密度、测得的比热、热扩散率三值的乘积, 得到试样的导热率。

激光加工

laser material processing

由于激光束具有亮度高、方向性好的特点, 经聚焦可在被照射材料表面上获得极高的能量密度, 因而可用激光来进行材料加工。

激光束经聚焦后, 在工件表面上可形成直径为微米数量级的极小光斑, 从而在加工点上可获得极高的能量密度。利用这一优异特性, 可对某些硬度大、熔点高和脆性的材料(如金刚石、硬质合金、陶瓷、玻璃等)进行打孔、切割、划片、焊接、可控破碎和蒸发

等各种微型加工。

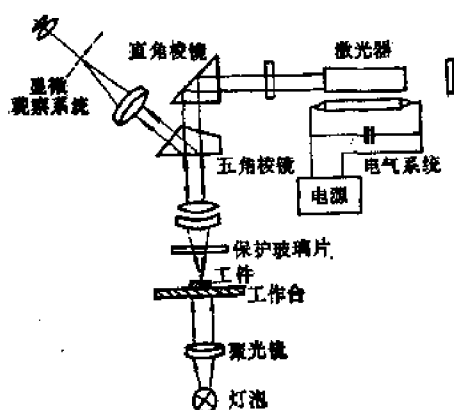
激光加工与一般加工方法相比,不但速度快、质量好、热影响区小,而且与工件表面无机械接触,工件无污损,它还能加工某些常规方法难以加工的工件和便于实现加工自动化等。与电子束加工相比,它不需在真空条件下进行。激光加工已成熟地用于钟表及精密仪表中宝石轴承的打孔、化学纤维喷丝头的打孔、电子工业中晶体管和集成电路的划片,金属和非金属材料的微型焊接,以及某些易碎、坚硬材料的切割等。

激光加工的能力,受到激光输出大小、聚焦系统特性等各方面因素的限制,目前一般用于微型加工。从加工成本考虑,如用常规方法已能很好加工的地方,不必用激光加工取代。

激光加工机

laser machines

进行激光加工的装置,一般包括有激光器、光学系统、电气系统、机械和操纵系统、显微观察系统(如图所示)。前三部分的作用是为在加工工件上获得适当的能量;显微



激光加工装置

观察系统是监视工件的准确定位和加工情况,若工件正置于聚焦物镜的焦平面上,则通过显微观察系统可得到一个清晰的图像;机械和操作系统是为了将工件准确置于加工点基准位置上,加工点的移动可用移动工件

或偏转光束的方式来实现。现在激光加工机大都采用数字化自动程序控制。

激光束聚焦

laser beam focusing

在激光加工中,为了获得小的光斑面积和大的功率密度,必须用透镜将激光束聚焦。因为入射到透镜上的激光束具有一定的发散角,所以在透镜的焦平面上不是一个光点,而是具有一定面积的光斑,光斑直径 $d=2f\theta$ (f ——透镜的焦距, θ ——发散角)。

在实际应用中,希望激光束聚焦在一个尽可能小的范围内,因此要求激光器能工作在基模(TEM_{00})状态,这样可得到较小的发散角,从而提高其工件上的功率密度。一般是通过选择适当菲涅尔数的谐振腔结构和在腔内设置光阑等方法抑制高阶横模的产生来实现的(参见“选横模”)。

激光打孔

laser drilling

用透镜将激光能量聚集到工件表面的微小区域上,可使物质迅速气化而成微孔。

激光打孔一般是用脉冲激光器。影响打孔孔径、深度及成形质量的主要因素是激光器的输出能量、脉冲宽度、振荡模式、聚焦后的功率密度及加工点偏离透镜焦点的程度等。

激光打孔有几个突出的优点,由于成形工具与工件无机械接触,不存在工具的磨损,没有机械应力,不会使工件变形或损伤,热影响区小,可方便地用聚焦系统实现工件的精确对准与定位,适于对质硬、高熔点材料打孔等。

脉冲的红宝石激光器、钕玻璃激光器、高重复率钕铝石榴石激光器及二氧化碳激光器均可用于打孔。

激光动平衡

laser dynamic balancing

陀螺马达、电动机、喷气发动机等具有高速转动部分的精密机械必须进行动平衡,以克服功能误差和干扰摆动。它是利用激光打孔的原理,将转子偏重部分的材料除去,以达到转子的动平衡。由于激光脉冲作用时间短,且与工件无机械接触,因此就能在转子高速旋转检测的过程中进行去重,这样就便于实现高精度、快速和自动平衡。基本上克服了传统动平衡方法中极为繁琐的反复检测、调整过程和平衡精度不高的缺点。

激光切割

laser cutting

利用聚焦后的激光束具有极高功率密度、可使物质气化这一特点进行切割,称激光切割。可用于切割各种材料,尤其适于切割各种用普通方法难以切割的高硬度、高熔点的金属和非金属材料。它具有切缝窄、速度快、热影响区小、能切脆性材料等优点。因此在工业中已有广泛应用。目前,已用于切割钢板、钛板、石英、陶瓷、合成纤维、布匹、纸张等。

在激光切割中,常用较高重复频率的固体激光器和连续激光器。大功率二氧化碳激光器能有效地切割玻璃、陶瓷和有机材料。在金属切割时如辅之以吹氧,则经济性、切割厚件的能力均能提高。在切割有机材料时,为不使材料受到烧灼破坏和使切缝平整,常以惰性气体吹之。

激光破碎

laser fracturing

激光破碎是一种分割脆性材料的技术。材料表面吸收激光能量后,使其得到加热并产生使材料发生破碎的机械应力。如使激光束与材料表面发生相对移动,则这种破碎能按照所需路径进行。而且这种破碎不会造成材料表面的破坏与材料的蒸发等损失。这种方法可用来分割易受热破坏与沾污的基片或对脆性材料(如高铝瓷、铁氧体薄板、石英

单晶、蓝宝石等)进行特殊形状的分割。在破碎晶体材料时,可使单晶沿特定平面(特别是解理面)分开。这种方法与激光划片相比表现的缺点是在破碎区接近边缘时,可能发生无规的破碎。

激光焊接

laser welding

利用聚焦后激光束具有极高的功率密度,使材料局部熔融以实现焊接。激光焊接具有作用时间短、热影响区小、与工件无机械接触、不受电磁场的影响、能透过透光物质对密封容器内工件进行焊接等特点。它不但能焊一般的金属,也能焊接高熔点或极易氧化的金属,还能方便地进行各种不同金属间及金属与非金属间的焊接。

焊缝尺寸大的焊接,须用大功率的连续输出激光器或脉宽较宽的高重复率脉冲激光器;微型件的焊接多采用脉冲输出的激光器。

与电子束焊接相比,不须在真空条件下进行。

引线的激光焊接

lead welding with laser

利用激光焊接的特点来进行微电子学器件引出线的焊接,是激光在微电子学中的重要应用之一。它与目前常用的焊接方法(热压、超声等焊接)相比,具有对焊区附近元件热影响小、无机械接触造成的应力与损伤、焊点抗拉强度高、可靠性高等优点。还可用分光技术将激光束分成多束,实现一次进行多点焊接。

激光密封

package sealing with laser

激光焊接用于微型器件的密封,具有可靠性高、焊接速度快、热影响区小、密封性高等特点。这适合于工作在恶劣环境条件下(如高空、高速、盐雾等)的器件的密封焊接。例如,用激光密封焊接的集成电路外壳,在一个大气压的氮气下,其漏氮率低于

10^{-8} 毫升/秒。

激光蒸发与淀积

laser evaporation and deposition

利用激光能量高度集中的特点,可用来气化各种金属与非金属材料并淀积在适当的基体上,以便得到各种光学薄膜、导电薄膜和显微分析用的薄膜。其特点是,能蒸发与淀积各种高熔点的金属与非金属材料,能制备与蒸发源具有同化学计量比的化合物薄膜和合金薄膜,以及对薄膜沾污少等。

可用连续输出的或高重复率调Q脉冲的激光器,脉冲宽度宜在微秒~毫微秒范围内。

激光布线

laser deposition of conductor pattern

激光布线是用激光将金属材料有选择地蒸发与淀积在基体上,以实现集成电路或其它微型电路各元件间和单元电路间的电气互连。这种直接布线方法可简化现有工艺和便于进行选择布线。要选择合适波长与能量(或功率)的激光器,否则激光易造成基体的破坏与损伤。

激光刻槽

laser grooving

激光具有高亮度并可将其能量聚集到很小的区域,可用来将薄膜有选择地从基体上去除,例如,用激光代替砂轮在薄膜电阻器上刻出螺旋槽而达到增大阻值的目的。与之相比,激光刻槽具有加工精度高、刻缝窄、效率高、避免了加工工具的冲击和振动在薄膜内造成的应力及加工工具的磨损等特点。

利用同一机理,可用来制造电容量较小的间隙电容器。

常用于刻槽的激光器有钕铝石榴石激光器和二氧化碳激光器。

激光微调

laser trimming

利用聚焦后的激光束有控制地去除微电子元件上的部分材料或用激光局部加热改

变其材料的特性,以达到微调其参数的目的。其特点是微调精度高、速度快、经济、沾污少等。微型电路中薄膜与厚膜电阻阻值的微调,其精度高达0.1%以上。用激光微调厚膜电阻对防止器件沾污更为有利。常用作微调的激光器有高重复率Q开关钕铝石榴石激光器和二氧化碳激光器。

激光局部加热

laser localized heating

把激光束照射在固体材料上,在被照射区域的材料吸收激光能量并转变成热能,使温度升高,这样就可利用激光辐射对某些材料和元件进行退火或表面硬化。

激光区域熔化

zone melting with laser

当照射到固体材料表面的激光能量密度足够大时,则激光束的光能所转变成的热能将使材料的微小区域迅速达到熔化状态。这种作用可用来提纯材料或生长某些单晶。

全息掩模技术

holographic mask technology

全息掩模技术是应用全息照相原理制造光刻掩模的一种新技术。其原理大体可分三步: 1. 用激光全息照相机法制出单个电路图形的全息图; 2. 用一种称为“针孔阵列板”或“复眼透镜阵列”的光学元件按激光全息照相机法制出“阵列全息图”; 3. 将上述两种全息图按一定的方式叠加进行波前再现。在所产生的一级衍射波中,发散波产生虚像,会聚波产生实像。将感光材料放在实像位置上,就可得到具有多重图形的掩模图案。其图形尺寸可按要求同时缩小,而图形的个数及相互位置是与“针孔阵列板”(或复眼透镜阵列)上的针孔数(或复眼透镜数)及针孔孔径的相互位置(或复眼透镜间的相互位置)一一对应的。完全起到了精缩和拍摄多重图形的作用,从而取代了在传统的制版工艺中结构复杂的分步重复照相机。进而可将

涂有光致抗蚀剂的半导体基片放在再现时的实像位置上,还可越过制版工序直接进行非接触式曝光来进行光刻而不须另外制造掩模。

全息掩模技术具有工艺简单、成本低等许多优点,但技术要求较高。

激光测距

laser ranging

激光测量距离是激光技术的重要应用之一。基本原理和雷达一样,有脉冲测距和调制的连续波测距等方式。激光经瞄准发射到目标后,部分能量从目标返回到接收器上,从发射信号和回波的延迟时间间隔,得出目标距离。

激光测距的优点是:测距分辨率和精度高;角分辨率高;抗干扰性强;仪器较为轻巧;操作简单。主要的问题是受大气的影响较大。

激光测距首先在军事方面得到有效的应

用,如炮兵测距仪,坦克测距仪,对海上目标测距,飞机对地目标斜距测量等。激光测距的进一步发展即激光雷达。民用中有精密大地测量,激光云高仪,以及航天中对宇宙人员、宇宙飞船的测距定位等。科学研究方面有激光月球测距、人造卫星测距等。

激光脉冲测距方程式

pulsed laser ranging equations

激光测距的作用距离与回波强度有关。描述回波功率和测距仪结构参数、目标特性和大气传输之间的关系式就是测距方程式。表中列出四种典型情况。表中符号:

P_R ——光电接收器上的回波功率;

P_T ——发射功率;

A_R ——接收望远镜有效面积;

A_0 ——目标的有效面积;

A_t ——合作目标角反射器的有效面积;

Ω_T ——经发射望远镜后的激光发散

测距方程式图表

分 类	图 示	测 距 方 程
漫反射大目标		$P_R = P_T \frac{A_R}{2\pi R^2} (T_l L_R L_T \rho) T_a^2$
漫反射小目标		$P_R = P_T \frac{A_0 A_R}{2\pi \Omega_T R^4} (T_l L_R L_T \rho) T_a^2$
角反射器合作目标		$P_R = P_T \frac{A_T A_r}{\Omega_T \Omega R^4} (T_l L_R L_T \rho) T_a^2$
粒子散射		$P_R = P_T \frac{A_R \sigma \beta'_{180}}{8\pi R^2} (T_l L_R L_T) \exp \left(-2 \int_0^R \sigma(r) dr \right)$

度立体角,

Ω_r ——角反射器的立体发散角,

T_f ——干涉滤光片峰值透过率,

L_R, L_T ——接收和发射光学系统的透过率,

T_a ——单程大气传输系数,

R ——目标单程距离,

ρ ——目标反射率,

c ——光速,

τ ——光脉冲宽度,

β'_{180° ——反射物质的体积后向散射系数,

$\sigma(\gamma)$ ——距离 γ 上的传播媒质衰减系数。

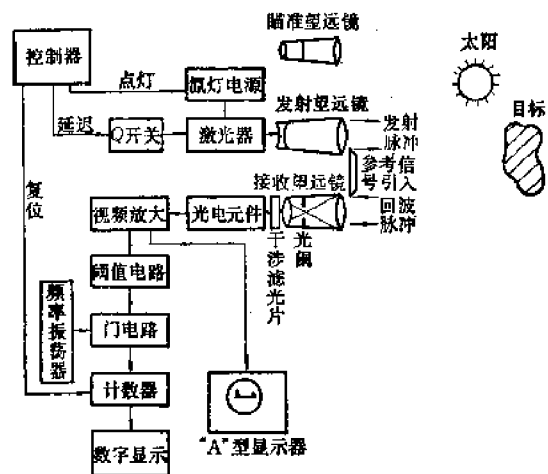
合作目标测距的回波功率最强,大目标的回波与距离平方成反比,小目标则与距离四次方成反比。

脉冲激光测距仪

pulsed laser rangefinder

这是以Q开关脉冲激光器作发射源测量发射脉冲和回波脉冲的时间间隔的脉冲测距法。原理见图。M倍望远镜作发射天线,对光束准直并改善方向性(立体角) M^2 倍。接收天线用一定口径的聚光镜收集回波。光阑和干涉滤光片分别在视场和光谱范围中限制阳光等背景噪声。接收元件常用光电倍增管或硅光电器件。微弱电脉冲信号经宽带视频放大器到阈值电路,在电学上再限制噪声。测距仪可用“A”型显示器扫描目标距离,但一般用电子频率计数器直接进行数字显示。引入参考信号作为距离起始点。目标的观察和瞄准配用瞄准望远镜。

固体激光器有红宝石、钕玻璃和钇铝石榴石。前两者常用于大功率、低重复频率测距,后者功率较小,但重复频率较高。半导体脉冲激光器可用于近距离或带有合作目标的小型便携式测距仪。

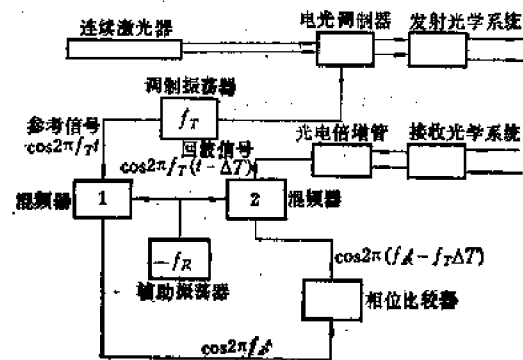


脉冲激光测距仪原理图

连续波调幅激光测距

AM-CW laser ranging

也称相位测距。对连续激光进行正弦波幅度调制,回波的时间延迟产生了相位延迟。测量相位差就得到了目标距离。测距精度与调制频率和鉴相精度有关,为了保证厘米量级以内的测距精度,必须采取几十兆赫的调制频率。因此,相位测量常采用频率下转换的方法。在方框图中,辅助振荡器(f_R)分别



连续波调幅激光测距原理图

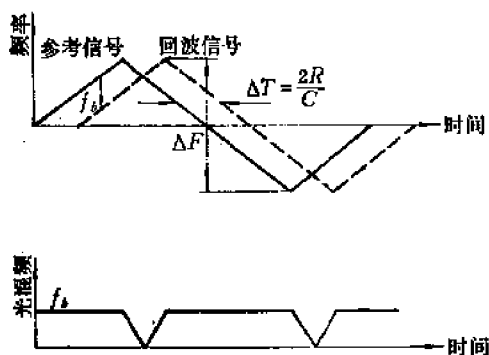
与回波信号和参考信号差频,产生低频信号($f_b = f_T - f_R$),仍然保持它们之间的距离延迟相位差不变。这样便使高频调制下降到几千赫的低频范围中,以便用通常的数字或模拟方法精确测相。

这种测距方法一般配以合作目标进行,精度较脉冲方法为高。例如,50兆赫调制的几毫瓦氦-氟激光,配以大面积合作目标,作用距离可达几十公里,绝对误差几毫米,相对误差为 10^{-6} 。

连续波调频激光测距

FM-CW laser ranging

对连续激光采取适当形式的频率扫描调制,回波的时间延迟产生了与距离有关的频差 f_b 。下图为锯齿波调制情况。在平方律光电探测器上进行相干的光混频探测(外差法或零差法)。这就可以检出差频,从而得到目标距离。



锯齿波调制

连续波副载波调频激光测距

sub-carrier FM-CW laser ranging

原理与连续波调频测距相近,但不是对光频调频,而是对以振幅调制光频的微波副载波进行频率调制。光电元件检出微波副载波,然后再进行微波中频混频探测,得到包含距离信息的频率差,由此得到目标距离。

激光测距仪噪声

noise of laser ranger

表中列出激光测距仪接收系统中存在的主要噪声。在白天,阳光背景噪声起主要作用,近距离内,激光后向散射噪声的影响较大。

噪声分类	起 因
内部噪声	光电元件的散粒噪声等 前置放大器的电噪声
外部噪声	阳光在大气中散射产生的背景噪声 阳光在目标上的漫反射
主动噪声	激光在大气中的后向散射,在近距离内形成脉冲状噪声,其波形与发射功率、系统结构、大气条件等有关

激光测距最小作用距离

minimum ranging distance

也称盲区。在脉冲激光测距仪中,由于激光后向散射从几十米到1~2公里的距离上产生脉冲状强噪声,掩盖了回波信号。在数字显示器的电子线路中,采用了门电路来阻塞这个噪声,克服计数干扰。这段激光后向散射距离或门电路的延迟时间,就是测距仪的最小作用距离。

目标特性

target properties

目标的特性对于测距能力有很大影响,这在测距方程式中已表达了。在设计激光测距仪时,必须考虑目标的特性。

目标特性包括:(1)目标有效反射截面。当它大于激光束截面时,称为大目标。否则是小目标。(2)目标反射性质。有镜面反射、漫反射、介于这两者之间的反射、质点散射反射等。光学角反射器合作目标类似于镜面反射。房屋建筑、森林、岩石等属于漫反射。坦克、飞机等是介于镜面和漫反射之间的反射,其有效面积也是不断变化的。云层、烟雾、大气等属于散射质点反射。

合作目标

cooperative target

在激光测距时,为了增加测量距离、提高测量精度,常在须要测量的位置上设置各种形状的后向反射器。采用这种合作目标有可能使光回波的强度增加两个数量级。

现在在对月亮和人造卫星等的测距和跟

踪时,常采用合作目标。

后向反射器

retroreflector

一种光学元件,它使光按平行于入射光的方向向后反射,常用作激光测距和激光雷达的合作目标,有时也用于测量及公路信标等。

后向反射器有多种,由三个互相垂直的平面镜组成的角体反射镜比较常用。此外还有用两个透镜和一个平面镜组成的全屈光反射器等。

如果后向反射器上具有交替的反射和透射条纹,还可以利用它来测定目标的转动速率。

测距分辨率

resolution of laser ranging

指测距仪在一定距离上分辨前后相邻目标的能力,一般以米表示。

在一般雷达中,距离分辨率由发射脉冲的宽度所决定。在激光测距仪中,发射脉冲很窄,因而它不是影响分辨率的主要因素。

脉冲或连续波激光测距系统中常采用频率计数的数字化显示系统。因此,测距分辨率主要取决于晶体振荡器的频率,同时也与电路的开启和停止时间,光电探测器的响应时间,前置放大器通带宽度等有关。例如,30兆赫的振荡频率,测距分辨率约为5米。

测距精度

precision of laser ranging

指距离测量的相对误差分布。脉冲激光测距仪中,当光脉冲前沿接近或小于测距仪分辨率时,测距精度与仪器分辨率一致。在用较高振荡频率的计数器,而脉冲前沿远大于仪器分辨率时,影响精度的主要原因是脉冲前沿不够陡,这时精度低于分辨率。采用光学和电子学校正的方法,使回波脉冲前沿的触发瞬间保持在一定的点上,则可获得很高的测距精度。在相位测距中,精度与鉴相

等有关,情况类似。

测距准确度

accuracy of laser ranging

指测量距离的绝对误差。除了测距分辨率和精度的限制外,被测路程上的大气折射率不均匀性等大气传输效应起很大影响,因为它使光束产生传播弯曲、光速变化等,影响准确度。此外,晶体振荡器的频率误差也会影响测距准确度。

消光试验

extinction test

检验脉冲激光测距仪的一种方法。具体的试验方案有多种,例如将一个漫反射目标放在0.5公里处,在接收器前面放上具有一定衰减系数的滤光片,发出10个脉冲,读出回波信号,再增加衰减片并重复进行试验,当发出的信号不能完全被接收时的衰减系数称为系统的消光值。

这种试验方法的灵敏度比较高,还可以用它来估算测距仪的工作距离。

气象激光雷达

weather laser radar

气象激光雷达通常以大气分子或浮游微粒的后向散射回波作为接收信号。

激光在大气中传输时因被吸收和散射而衰减,激光的散射强度与它的波长和大气中的散射中心的大小有关。例如,大气分子和小于激光波长的微粒能引起分子散射(亦称瑞利散射),散射强度和波长的四次方成反比。粒度大于激光波长的浮游微粒能引起颗粒散射(亦称米氏散射),散射强度大体上与波长无关。

大气中的云层及湍流等都能显著地改变大气的后向散射特性,所以可以利用气象激光雷达来遥测大气结构,大气温度和热分布、云层高度,并能对烟和气体污染进行检测和跟踪。

为了满足气象学、大气物理研究和检测

大气污染的需要,气象激光雷达尚须进一步提高脉冲重复率、提高数据速率并进行实时数据处理。

激光多普勒雷达

laser Doppler radar

当辐射被一个正在运动的目标散射或反射时,散射辐射的频率与入射的不同,这种频率变化称为多普勒频移(f),它与目标的运动速度(v)、入射光波长(λ)的关系为

$$f = 2v \cos \theta / \lambda$$

式中 θ 为目标运动方向与辐射射入方向的夹角。

激光的波长远远短于微波,所以它的多普勒频移大得多,可以用它快速地测量很低的运动速度,例如用稳频激光器可以测定每秒数厘米的速度。

现在还只有气体激光器的频率精度可用于激光多普勒测速,例如可用二氧化碳连续激光器制成的激光多普勒雷达来遥测风速和大气湍流。

喇曼散射激光雷达

Raman scattering laser radar

大气中各种分子在激光照射下产生受激喇曼散射,测量后向散射回波中的喇曼频率可以测定不同距离的大气成份或污染含量。

因为各种分子的喇曼散射截面与入射光的波长的四次方成反比,所以在喇曼散射激光雷达中采用紫外脉冲激光器的效率要比红宝石激光器等高得多,例如,用波长为3371埃的脉冲氮激光器作为辐射源,则氧和氮分子的振动喇曼频率分别为3557埃和3658埃。根据这两个回波信号的强度可以求得氧和氮的比例与距离的关系。这种激光雷达的优点是可以同时测定大气中的几种成份,但因为喇曼散射截面非常小,后向散射的喇曼光极易为背景光所淹没,所以不能测定比较稀薄的成份。

米氏散射激光雷达

Mie's scattering laser radar

米氏散射亦称颗粒散射,是由大气中颗粒直径大于激光波长的浮游微粒所引起的散射现象,其散射强度大体上与激光波长无关。

根据米氏散射效应,用Q开关的红宝石或钽玻璃等激光可以测定大气中浮游微粒的相对浓度分布,因而可测知逆温层高度以及烟或粉尘的扩散状况等。

水下激光雷达

underwater laser radar

水对4800~5500埃的蓝-绿光透射率最高,所以可以用倍频的Q开关钇铝石榴石激光器(5300埃)作为水下激光雷达的脉冲发射源。

用水下激光雷达测深时,可以根据光脉冲到达海底并返回的传输时间来测定深度。在水中激光的后向散射光很强,往往影响回波信号的接收,为了排除这种干扰,可以采用距离选通探测法——使接收器只在回波信号将要到达时才工作而在其他时间停止工作。

利用机载水下激光雷达可以迅速搜集水道测量数据。将水下激光雷达与电视摄像管结合起来可以直接显示海中景物。水下激光雷达还可以用于水下作业的定位及导引等。

水下激光雷达现在还处于研制阶段。

激光测云仪

laser ceilometer

使用脉冲激光测距仪可以测量云层底部的高度、云层厚度和结构。甚至还能接收到重叠几层的云层所反射的回波信号。可应用于气象观测,诸如机场跑道上空云层的测量。

一般使用红宝石激光器,对于低空云层,也可使用半导体激光器。

测距经纬仪

ranging theodolite

在光学经纬仪上安装激光测距仪就成为测距经纬仪。测距仪常采用连续氦氖激光或脉冲半导体激光进行精密相位测距。测距经纬仪既能测角,又可测距,比通常的三角法大地测量具有精度高、计算简捷、操作方便,而且不受地形限制等优点。仪器体积小、重量轻,配用光学角反射器,可有相当长的作用距离。

激光人造卫星测距

laser satellite ranging

激光人造卫星测距是利用激光比微波更高的分辨率和准确度来改善轨道测量和卫星的大地测量。测距仪采用高功率红宝石脉冲Q开关激光器、大口径望远镜和降低内噪声的光电倍增管。整个系统安装在精密转台上,可以人工目视跟踪或用计数器程序控制跟踪。为了把回波提高到可探测的强度,人造卫星上可安装光学角反射器。

通过人造卫星轨道的测量,可以观察地球形状、地极移动、地球重力场的变化。也可能用于大陆漂移、地震等的研究。

激光月球测距

laser lunar ranging

在月球上安装光学角反射器阵列,用激光精密测距,可研究地球日长变化、地极位置改变、大陆漂移、地球重力常数变化,以及地震、地极冰冠融化、潮汐摩擦等自然现象。

光波从月球往返时间为2秒多,回波极弱。测月装置由大口径发射和接收望远镜、大功率激光器、微弱光信号探测器以及控制电子系统组成。

具有探测单个回波光子能力的系统,精度可达几厘米。一般采用多级红宝石激光器或倍频掺钕激光器。

激光通信

laser communication

激光通信是激光的重要应用领域之一。它和无线电通信在原理、结构及通信过程方面是类似的。所不同的是,不用无线电波而用激光作为传递信息的运载工具,同时,相应地采用了一系列光学器件。激光通信系统包括三个主要部分:信号发送部分、信号传输部分和信号接收部分。

激光通信的优点如下:(1)信息容量大、传送路数多。假定每个通话带宽为4千赫,则可容纳100亿个通话线路,若每个电视台占用10兆赫带宽,则可同时播送1000万套电视节目而互不干扰。(2)通讯距离远、保密性能好。由于激光束发散角小,能量集中在狭小的范围内,因而可以把信息传送到很远的距离。对于空间、宇宙通信有重要意义。激光通信可采用不可见光,敌人不易从中截获,保密性好。(3)结构轻便、设备经济。激光天线一般直径为几十厘米,重量不过几公斤。而功能类似的微波天线,重量达百吨。

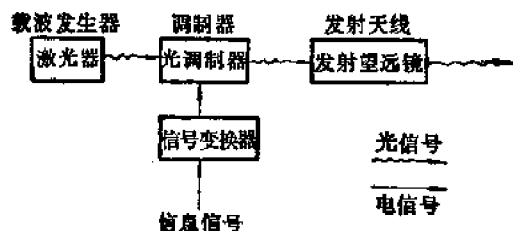
激光通信也存在如下缺点:(1)大气衰减严重,影响了通信距离;(2)瞄准困难;(3)不能越过障碍。

激光通信的发送设备

laser transmitter

激光通信信号发送过程与无线电通信相类似。激光通信发送设备由载波发生器(激光器)、调制器(光调制器)、信号变换器及发射天线(发射望远镜)四个部分组成。其方框图如下。

激光通信信号发送过程是这样的:首先将需要传递的信息,例如语言、文字、图像、数据等通过信号变换器(如话筒、电视摄像机等)转变为电信号。然后用这个信号通过光调制器去“调制”一个载波(就是激光器产生的激光),控制载波的某个参数(幅度、



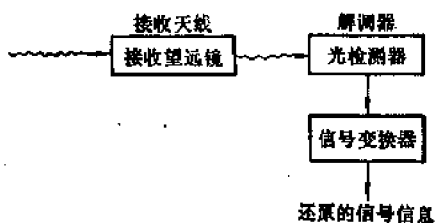
激光通信的发送设备

频率或相位),使它们按照信号的规律变化。激光运载着信号通过发射天线(发射望远镜)发射出去。激光通信所需的天线实际上就是一个简单的望远镜系统。它能把原来截面很小的激光变成截面较大、发散角更小的光束。光调制器利用某些晶体的电光效应(例如在电场的影响下,光束呈现双折射现象)进行调制。

激光通信的接收设备

laser receiver

信号接收是信号发送的还原过程,把被调制的光信号转换成电信号,并变为原始的信息。激光通信接收设备由接收天线(接收望远镜)、解调器(光探测器)、信号变换器三个部分组成。其方框图如下。



激光通信的接收设备

在接收处激光束的直径一般为几米到几十米,而光学接收元件的面积却很小(平方毫米)。接收望远镜能把较大面积上的光信号接收下来并聚焦成较小的光斑,送入激光检测器。光检测器把光信号转换成电信号。它是接收设备的一个关键部件,决定整个系统的灵敏度、带宽和适应性。光检测器检测

出来的电信号,通过信号变换器变换为原始的信息。为了增加接收灵敏度,有时还采用外差接收技术。这时,在接收系统中要设置一个“本地振荡激光器”,它发出的激光束和接收到的信号光束叠加后经过光电元件混频,产生差拍信号,然后送去放大和检波。

光学选通

optical strobe

选择光脉冲在最佳时刻通过的技术称光学选通技术。例如,激光脉冲测距中,距离的测量是靠光脉冲从发射机发射,被目标反射,接收机接收,光脉冲在空间距离上所行走的时间来测量的。由于大气散射的强烈影响,光脉冲在未到达目标之前,由近距离空气中微粒对光的后向散射信号往往足以使接收机误动作,为了克服这个缺点,在接收机处安置一个光闸,这个光闸只有当真正的回波信号即将到达接收机的一段时间内才打开,让回波信号通过,在其它时间并不开启。因此,这种控制闸门在适当时刻启闭,以便让有用光信号通过而排除杂散光干扰的技术,称光学选通技术,也称距离选通技术。

发射孔径

transmitting aperture

发射(接收)望远镜的最大通光孔径(一般指望远镜物镜框子的直径)称发射孔径。

这个参数,从接收能量及压缩发散角考虑,希望尽可能大些,但缺点是,增加体积重量和对有些系统(如跟踪系统)使像差严重。

接收孔径

receiving aperture

见“发射孔径”。

视场角

visual angle

是指光学系统成像的空间角度范围(在此角度范围以外的物体不能通过此光学系统

成像)。

在应用光学上是这样定义的: 当入射光瞳或孔径光阑为无限小时, 从入射光瞳中心对入射窗的张角, 即为该光学系统的物方视场角。

入射窗即为视场光阑 (限制物空间的成像范围) 通过系统前面光学元件在物方所成的像。

相对孔径

relative aperture

光学系统 (如发射或接收望远镜的物镜) 的有效通光孔径与其焦距之比, 称为该系统的相对孔径。一般以 $\frac{D}{f}$ 表示。 $\left(\frac{D}{f}\right)^2$ 与该光学系统所能接收到的光能密度成正比, $\left(\frac{D}{f}\right)^2$ 也称该光学系统的集光本领。望远物镜的相对孔径因受像差的限制 (轴上点像差和相对孔径有关) 不能太大, 一般不大于 1:4, 但这和光通信的使用要求相矛盾, 比如接收望远物镜, 其相对孔径希尽可能大些, 这样在光电接收元件上的光能量密度大, 灵敏度高。因此, 在实用上, 应综合考虑各因素, 如用于跟踪系统的望远物镜, 其跟踪精度要求高, 则相对孔径就不能太大。

开卜勒望远镜

Kepler telescope

系由物镜 L_1 (如图) 和正目镜 L_2 组成。 L_1 的后焦面与目镜的前焦面重合, 无限远物体 AB 通过物镜后在它的后焦面上形成实像 $A'B'$, 这个实像通过目镜 (起放大镜作用) 为人眼所观察, 望远镜的视角放大率为

$$M = \frac{\tan \omega_0}{\tan \omega} = \frac{f'_1}{f_2}$$

式中 ω ——望远镜的物方视场角;

ω_0 ——望远镜的像方视场角;

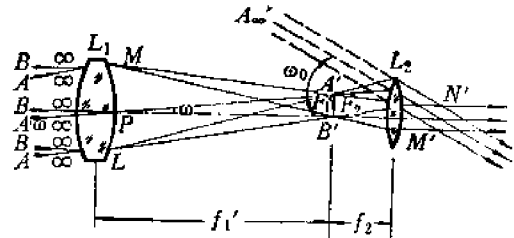
f'_1 ——物镜的像方焦距;

f_2 ——目镜的物方焦距。

开卜勒望远镜的机械筒长

$$L = f'_1 + f_2$$

开卜勒望远镜的优点是, 在物镜和目镜之间存在一个中间实像, 在此处放置分划板, 可用作瞄准和测量, 整个系统呈倒立像。

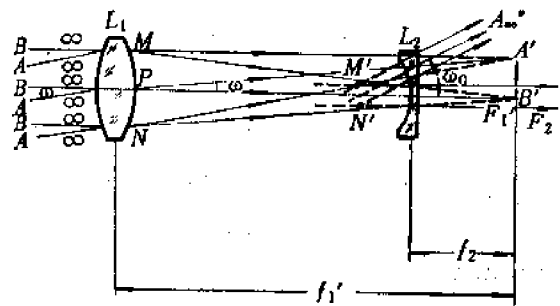


开卜勒望远镜

伽里略望远镜

Galileo telescope

系由物镜 L_1 和负目镜 L_2 组成。如图, 物镜的后焦面与目镜的前焦面重合。



伽里略望远镜

望远镜的机械筒长 L 小于物镜的焦距

$$L = f'_1 - f_2$$

式中 f'_1 ——物镜的像方焦距;

f_2 ——目镜的物方焦距。

视角放大率为

$$M = \frac{\tan \omega_0}{\tan \omega} = \frac{f'_1}{f_2}$$

式中 ω ——望远镜的物方视场角;

ω_0 ——望远镜的像方视场角。

整个系统成正立像, 但因两透镜间不存在实像, 不能放分划板, 故只能用做观察。

准直

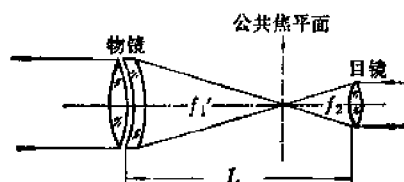
alignment

所谓准直,是使光线严格平行的意思。把发散的光束变成平行光的过程称准直过程。

在激光通信系统中有两个重要的准直步骤,即发射(接收)系统的调焦和使发射系统与接收系统的光轴在一条直线上。

发射系统的调焦是使发射望远镜的物镜和目镜的焦平面重合,即光学间隔等于零,也就是物镜的焦距 f'_1 与目镜的焦距 f_2 之和等于镜筒的机械长度,即

$$f'_1 + f_2 = L$$



发射系统的调焦

物镜和目镜的位置,应在距公共焦平面为其焦距处。这样才能保证在物镜焦平面上(在视场范围内)的任一点通过物镜发射出去的光为严格平行光。

一般激光通信距离都比较远,因此,只有发射与接收系统光轴在一条直线上,才有可能使接收系统接收到能量。

信标光束

beacon light beam

在激光通信中,两个发射站A和B,为了构成光通信话路,需要“对准”。为此各自都向空间发出一束以一定规律扫描的激光束,从而向对方表明该站的位置和方向。例如,A站向B站发出信号光束,当B站“看到”这个表明A站位置的光束后,就自动控制自身的发射机,对准和跟踪A站,同时B站也向A站发射信号光束,同样的过程,使A站也自动跟踪和对准B站,于是沟通联络线路。这种向对方目标提供本身的方向和位置的光束就叫信标光束。

天线增益

antenna gain

激光束通过发射天线(发射望远镜)后

的远场能量密度与不加发射天线的远场能量密度之比称该发射天线的天线增益。

例如,半导体激光器(如GaAs)的发散角很大,在垂直P-N结平面内发散角是 $10^\circ \sim 20^\circ$,平行于P-N结平面内发散角是 $5^\circ \sim 10^\circ$ 左右。如以平均值 15° (约 $\frac{1}{4}$ 弧度)计算,当不加光学系统时,在离光源4公里处形成的光斑近似为 $d = 1$ 公里,面积为 $\frac{\pi d^2}{4}$,如果加上发射天线,使激光束经透镜后形成的发散角为1毫弧度,则此光束在4公里处光斑直径为 $d' = 4$ 米,面积为 $\frac{\pi d'^2}{4}$,这时天线增益为:

$$\frac{\pi d'^2/4}{\pi d^2/4} = \frac{d'^2}{d^2} = \left(\frac{1000}{4}\right)^2 = 62500$$

所以,对于半导体激光器来说,加上光学天线后发射出去的信号的能量密度比未加光学天线时要大几万倍。

通道复用

channel multiplexing

在同一条光通信线路中,同时传输多个频率激光的通信信道的方法,称为通道复用。

例如,分别以不同的激光器产生的光波(He-Ne的6328Å,YAG的1.06微米等)作光载波,各自承载不同容量的微波调制信息,然后把它们在空间汇合起来,使用同一个发射系统和传输波导,在接收端用二(或三)向分色镜把他们分离开来解调,再用光、电的方法处理,便得到最基本的各路频带。

波前匹配

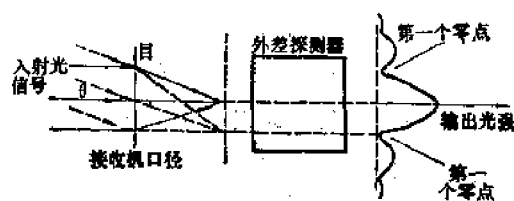
wave front matching

在光外差接收时,携带信息的信号光波和本机振荡光波混频时,如果在光电探测器的光敏面上,两波面是互相吻合的,并垂直于光敏面入射,则探测器就能产生最大的光电转换输出。此时我们称这两个波在空间是波前匹配的。如果两波前有夹角,就不能获得最大的光电转换,因而称波前是不匹配的。

衍射限制的视场

diffraction-limited fields

外差接收中,接收机所接收的外来信号光波和本机振荡光波在探测器光敏面上进行光混频时,若信号光波和本振光(都是平面波)波垂直入射到光敏面上,则探测器有最大差频电流信号输出。如果以本振光束入射方向作为参考方向,改变外来信号光波的入射角(即改变信号光和本振光之间的夹角),则探测器的输出强度将是变化的,而且这种强度的变化同入射角的变化关系,非常类同于以接收机口径为圆孔的夫琅和费衍射时,衍射场中光强变化同衍射角之间的关系,如图所示。



探测器输出光强和信号光入射角的关系

根据这一点,既然在衍射场中相邻之最大的两个第一级零点之间的区域有最大的光强输出,也就是说,

$$-\frac{\lambda}{D} \leq \text{衍射角} \leq \frac{\lambda}{D}$$

式中 λ ——信号光波波长,

D ——接收机口径。

对应的衍射角有较大的光强输出,那末,对于入射角在 $-\frac{\lambda}{D} \leq \text{入射角} \leq \frac{\lambda}{D}$ 范围内的信号光波也都会获得较大的差频信号输出,而在这范围之外的入射,探测器输出很小,或没有输出,可见外差接收的视场是由衍射角所限定的,故称衍射限制的视场。

具有衍射限制的视场是外差探测的重要特点,这一点在应用中对于排除背景辐射干扰,增加探测信噪比有很重要的意义。

激光传输

laser transmission

在激光应用中,比如激光雷达、激光通信、激光测距和激光武器等,均要涉及激光在大气中的传输,而水下测距、显示等要涉及水中传输,还有一些应用要利用光学透镜、光学纤维等这样的波导传输,这些都属于激光传输的不同方式。我们研究激光传输问题,就是研究不同波长的激光在不同的介质中传播所受的影响和遵从的规律。

大气衰减

atmospheric damping

激光在大气中传播的过程中,会受到空气中气体分子和悬浮微粒雨、雾、烟、尘的吸收和散射等影响,因而光强在传播的过程中逐渐减弱,这种现象称大气衰减。

对于常用的几种激光器波长,影响大气衰减的主要因素是水蒸气、二氧化碳、臭氧的分子吸收,分子瑞利散射和雨、雾悬浮微粒的米氏散射。

瑞利散射

Rayleigh scattering

在一种介质中混杂有其它折射率不同的介质的微粒构成的光学不均匀介质称为浑浊介质(如雾、有灰尘的空气、浑水和乳类等)。光通过浑浊介质时,一部分能量向四方散射。微粒的大小比光的波长小(一般不大于 $\frac{1}{5} \sim \frac{1}{10} \lambda$) 的浑浊介质的散射称为瑞利散射。

瑞利散射有如下的规律:

(1) 散射光的强度与波长的四次方成反比。

(2) 当入射光是自然光时,散射光的强度与散射角(散射光与入射光的夹角)有下列关系:

$$I_{\theta} = I_{\frac{\pi}{2}} (1 + \cos^2 \theta)$$

式中 $I_{\frac{\pi}{2}}$ 为与入射光束垂直方向($\theta = \frac{\pi}{2}$)

上散射光的强度。

(3) 若入射光是自然光,则在入射光垂直方向上的散射光是线偏振光,其振动面垂直于入射光束和该散射光所在的平面。在其他方向上,散射光是部分偏振的,其偏振程度随散射角的减小而减小。

实践证明,由于密度起伏引起的纯粹介质的分子散射,也符合上述的规律。

米氏散射

Mie scattering

微粒的大小比光的波长大的浑浊介质对光的散射称米氏散射。

米氏散射对光波的频谱无选择性,散射的强弱仅和散射微粒的大小有关。在激光大气传输中引起散射衰减的主要因素是米氏散射。

湍流效应

turbulence effect

在地球表面热空气上升,而冷空气下沉,形成空气对流。这样,在大气中各点的温度和密度是无规则地变化着的,这种变化随高度和风速而不同,而大气的折射率是取决于密度的,因此大气的折射率也随空间和时间作无规则的微小变化。这种大气中空气密度的无规则起伏称为大气湍流。湍流对激光束传输的影响称湍流效应。

主要的湍流区有两个:一是地面以上几百米高的摩擦层湍流;一是在对流层顶(约10公里高)处的几百米至上千米厚的一层。摩擦层湍流是影响以地面为基地的光束传输的主要因素。

强度起伏

intensity fluctuation

是湍流效应之一。由于大气湍流的存在,激光束在大气中传输时,使光束截面内部各点的强度产生随机性的变化,这种具有统计特性的强度变化称强度起伏,亦可称为闪烁。强度起伏的时间数量级为微秒,强度起伏的

大小可以用调制度来表示。

由于强度起伏,使接收系统内的强度产生寄生调制,增加了噪声,降低了接收系统的信噪比。因此用光强度调制来进行通信,会受到大气湍流的严重干扰。

相位起伏

phase fluctuation

激光束在大气传输的过程中,由于受大气湍流的影响,导致光束相位的不稳定。光波相位的这种具有统计规律的波动称相位起伏。相位起伏包括空间相位起伏和时间相位起伏。空间相位起伏引起像点抖动或到达角起伏,使光束空间相干性变坏;时间相位起伏使时间相干性变坏。

方向起伏

direction fluctuation

是湍流效应之一。由于大气湍流的存在,使激光束在大气传输时发生偏离某一固定方向的随机性的波动,也具有统计特性,这种传播方向的随机变化称方向起伏。方向起伏表现为光束方向的抖动,光束漂移等。方向的起伏也使部分光束偏离接收孔径,从而降低了有用信号的强度。

天文折射

astronomical refraction

光线穿过地-空之间整个大气系统的总折射(弯曲)称之为天文折射。

由于大气密度随距地球表面高度的增加而下降(因而折射率也下降),同时环绕地球的大气层的曲率亦随距地球表面高度的增加而下降。

因此,当星体射向地球的光线,通过折射率不断增加和曲率也不增加的大气时便发生光束传输路径的弯曲,这种弯曲是光折射的结果。

光学波导传输

optical wave guide transmission

由于激光在大气、水等介质中传输时,

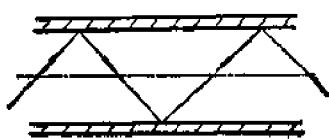
受到吸收、散射和湍流的影响,造成严重的衰减和扰动,对激光应用带来极大不利,为了避免大气等的影响,研究了将光束封闭在线路中进行传输的方法,即称为波导传输。

目前出现的有空腔波导、透镜波导、反射镜波导、光学纤维波导及气体透镜波导等。

空腔波导

hollow wave guide

是光波导的一种型式,是在管子内壁涂的高反射率的涂层。光线经波导壁反射,顺



空腔波导

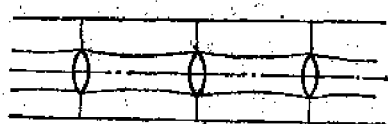
曲折的路径前进。由于管道是封闭的,能避免大气的影响,而且反射损耗也很小,每公里可以小到几个分贝。但是,由于激光束的衍射作用,这种波导使激光束发散,而且也改变了光束的波前。

光学透镜波导

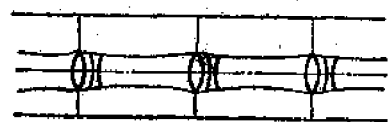
optical lens wave guide

在一个人为铺设的管道里,周期性地装置一些透镜,目的是修正光束在传输中的相位波前,聚集光束,减少发散,克服空腔波导的缺点。

光学透镜波导通常有两种透镜列:(a)单透镜列(图a);(b)凹凸透镜列(图



(a) 单透镜列



(b) 凹凸透镜列

光学透镜波导

b)。在应用中须有一定弯曲时,可适当地装置透镜或加三棱镜。透镜波导的严重缺点是,由于振动,透镜的不稳定所造成的影响。

光学纤维波导

optical fiber wave guide

光波导的一种。空腔波导及透镜波导的严重缺点是,由于振动,透镜和反射镜的不稳定等带来的影响,而且造价昂贵,调整复杂。为克服以上缺点,发展了一种新的光波导——光学纤维。光学纤维一般是由一根折射率高的内芯及折射率低的涂料拉制而成。光线进入光学纤维内芯后,遇到内芯及涂料的界面时发生全反射,这样光线就成锯齿形向前传输。光学纤维波导要求传输损耗小。

这种光波导造价低、铺设容易、不需调整,可望用于激光通信中。

自聚焦光学纤维

self-focusing optical fiber

是一种新型的光学纤维。自聚焦光学纤维在垂直纤维轴的横截面上,折射率自轴心沿半径方向大致以抛物线形状连续下降,轴上折射率最大,边缘折射率最小。它相当于一个透镜系统,光线在纤维中的轨迹近似于正弦波形传输。其透过率比通常的光学纤维透过率高,但拉制工艺复杂。

激活光学纤维

active optical fiber

是一种新型的光学纤维,是含有激活离子的介质波导管。它可以在高能粒子、紫外辐射、电场、磁场或辅助光源的激发下产生光的辐射,并同时利用内全反射的原理传导发射光。

激活光学纤维有激光纤维和发光纤维两种。

非相干探测

non-coherent detection

光波信号直接射到光探测器的光敏面

上,光电探测器产生一个比例于载波瞬时强度的输出电流信号。

由于直接探测时光电探测器对光载波的频率、相位、偏振都不响应,所以非相干探测只能用于振幅和强度调制的检测。

直接探测

direct detection

见“非相干探测”。

相干探测

coherent detection

相干的光载波和本机振荡光波,在接收机内以满足波前匹配的条件吻合起来一块照射到光探测器的光敏面上,产生混频或进行相干。由于光探测器的输出电流比例于载波与本机振荡光波之和的平方,因而,这种固有的平方律特性就产生了一个在中频范围内含有信息信号调制的差频电流。该电流和原信号波的振幅、相位和频率有关,所以常用这种相干探测来解调振幅、强度、相位和频率调制的光波。

相干探测和非相干探测相比,最大的优点是,在本机振荡功率适当时,全部消除了暗电流噪声和背景辐射噪声,这就大大提高了探测灵敏度。同时具有衍射限制的视场,抗背景噪声干扰能力强。为了实现光外差探测,必须满足下列条件:

(1) 本机振荡激光器要单模稳频(不采用频率跟踪技术时)工作;

(2) 信号光和本振光要以小于衍射角 $\theta = \frac{\lambda}{D}$ (D 为接收口径)的入射角并波前匹配和同向偏振地垂直入射到探测器光敏面上(参见“衍射限制的视场”)。

光外差探测

optical heterodyne detection

见“相干探测”。

零差探测

zero-difference detection

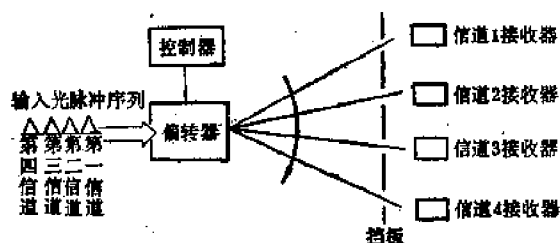
本机振荡频率和光载波频率相同时的外

差探测,叫零差探测。因为此时差频的结果,其差频电流的频率不含有中频成份,本身就是原调制的信号波。

空间分选

spatial sorting

是光频时分复用通信技术中的一种信道分离方法。按一定时序排列属于不同信道的被调制光脉冲,使通过一个受信号控制的电光偏转器,当控制电压随时间大小变化时,属于不同信道的光脉冲从偏转器通过后,就被偏转到与该脉冲所在信道相对应的空间位置上,如图所示,在这些位置上,分别安置着不同信道的接收器。这样,不同信道的脉冲信号在空间就被分离开来。



简单的光偏转空间分离器

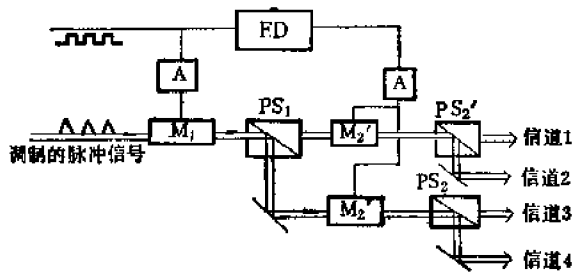
时间分选

time sorting

也是光频时分复用通信技术中的一种光频信道分离方法。

线偏振光通过合适位置的电光调制器时,改变调制器上的电压,可改变输出光束的偏振状态,如果在调制器之后,放置一个偏振分离器,当调制器上电压改变使输出光在两个偏振状态交替变化时,偏振分离器的两个输出端也将交替有光输出。

假如在偏振分离器的每个输出端后再接上类同的调制器——偏振分离器组件,形成一种二进制树枝状的结构,那末,当第一个调制器输入的是被调制的锁模或其它脉冲序列,各调制器又由同一同步的中频信号控制时,根据光的数字式偏转方式,这种树枝状结构就能把依一定时序排列属于不同信道的



简单的时间分选分离器

A—放大器, FD—分频器, M—调制器,
PS—偏振分离器。

脉冲信号在空间分离开来。

光频时分复用

time division multiplexing

在采用脉冲调制的激光通信中,为了扩大通信信息容量,用一定的装置把时间序列划分成等间隔的时段,在每一个时段间隔内,有一个被调制脉冲占据着,然而分属于不同的信道。在调制和传输过程中,这些脉冲是这样排列的:先发第一个信道的第一个脉冲,再发第二个信道的第一个脉冲,第三个信道的第一个脉冲……。当第 n 信道第一个脉冲发出后,又返回来发第一个信道的第二个脉冲,第二个信道第二脉冲……,再发第一信道第三个脉冲,第二信道第三个脉冲……循环往复。接收端也相应地依次接收,并采用时间分选和空间分选的方法把各信道脉冲在空间分离开来。这样,虽然各信道信息传输是断续的,由于各脉冲和其间的时间间隔极短,因而在终端不同信道分离后,每个信道的脉冲组合仍能恢复原来的信号频谱。这种传递信息的方法称时分复用。激光通信中,高重复率的时序脉冲由Q调制或锁模激光器产生,采用时间分选和空间分选技术把脉冲分属于不同信道进行调制,用光学元件汇集后,由同一线路传输,在终端仍用分选技术,分离不同信道,解调。

光频频分复用

frequency division multiplexing

根据不同的频带互不干扰和可以用光学

滤波器把它们分开的原理,把光频传输的整个光波频道划分成不同的子频道,每个子频道都成为一个信道,在发射端把它们混合在一块发射出去,在接收端,用光学滤波器把它们分开,进行解调。这种把光频道划分开来,让不同的信道占据不同的频道,实现同一线路多路传输的技术称光频频分复用。

在光通信中,频分复用能充分利用光波频带宽这个优点,进行大容量的信息传输。

计算机激光技术

laser technique in computers

光作为载波的优点在于它的巨大带宽,能作二维运算和高的速度。电子计算机的几个组成环节如输入、输出,目前已可采用激光技术;数据存储、机间通信和逻辑运算的激光技术也正在研究中。当计算机各个环节全部为光学部件所取代时,便将出现所谓光学计算机。

和电子计算机一样,光学计算机也有数字式和模拟式之分。对于数字式的,只是用光子代替电子来负载信息。因为光子的速度高而光路的相互干扰小,但光学逻辑元件至今尚在研制中。

对于模拟式的,须利用全息术和光信息处理技术,尤其是傅里叶变换,以进行各种数学运算,也有可能实现“图像逻辑”。

今后光学计算机有可能与电子计算机并存,相互补充或混合使用。

光存储

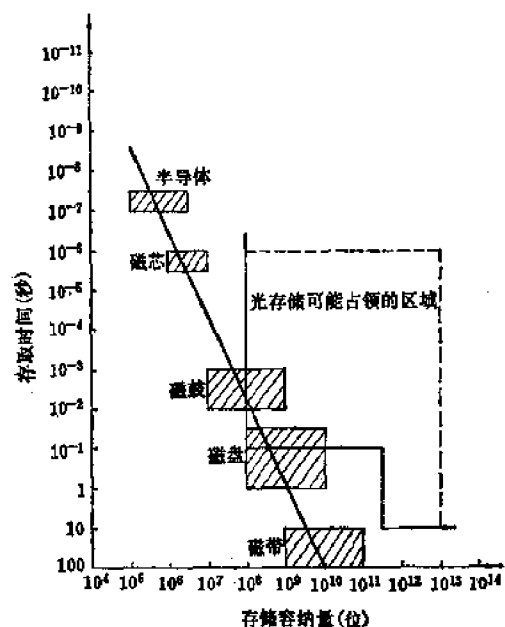
optical storage

就是利用光学方法进行信息存储,特别是计算机的二进位信息存储。

自激光出现后,就有可能用光作为存储信息的手段。因为光的波长短,可以聚焦到微米量级的小点,因而可以提高容纳密度,而光的惯性小,可以提高存取速度(见图)。

光存储有两种,即逐位存储和全息存储。

光存储是发展中的技术,尚未成熟。



现有存储器和光存储器的容纳量和存取速度

逐位存储

point-by-point storage

是一种光存储方式。用待储的电脉冲来控制光束的强度,让光束聚焦于记录介质上,引起热效应,使介质的特性起变化以实现存储。例如,将强的激光束聚焦于金属镀层上,使它部分蒸发以降低反射率,来实现存储。读出时,可用功率较低的激光束来照射这镀层,根据反射光的强弱来确定是1或是0。逐位存储设备简单,容易实现大容量存储,但因须移动记录介质,所以不易提高速度。而当存储密度大时,易受灰尘和介质不均匀性的影响。

光束寻址存储

optical beam addressable storage

一种光存储方法。通过电-机、电-光或声-光等方法使光束偏转进行寻址,以代替移动记录介质来实现信息的写入和读出。此法较易实现大容量和高速度存储。

激光诊断等离子体

laser diagnosis of plasma

在进行等离子体物理与核聚变实验中,必须经常了解等离子体的特性、行为及各种

参量随时间的变化,因而发展出多种诊断方法以满足这一要求。随着等离子体的温度和密度不断提高,以往的诊断技术,有的已无法测量。由于激光具有高亮度、单色性、发散小等优点,在等离子体微场所辐射的谱线、谱线位移与展宽、激光辐射场的汤姆森散射及光频与红外区的干涉测量等基础上,发展出将激光作用于等离子体,以观察其响应的主动诊断方法。它们对等离子体扰动小、时间和空间分辨率高,可获得许多基本参量的定量数据,已成为高温、高密度等离子体诊断中不可缺少的手段。通常以干涉法与全息法测定等离子体的密度分布,以磁光旋转法测定其磁场与电子密度,以散射法测定电子温度、离子温度、密度、等离子体膨胀速度等。

激光产生等离子体

plasma generation with laser

这是以激光作热源,将气体加热至足够高的温度,使气体原子或分子完全电离而形成等离子体的过程。将激光在空气中聚焦,使其光强超过某一明显的阈值时,产生的空气击穿即是。将激光聚焦到不透明凝聚物质靶材表面,也可以产生等离子体。可控聚变研究中常以大功率激光加热氘或氘氚靶材,以产生高温、高密度等离子体。

激光加热等离子体

laser heating of plasma

实现可控热核聚变的重要条件之一,是必须将热核材料加热至 10^8 °K的高温。由于激光可在毫微秒或更短的时间内发射千兆瓦以上的功率,并可用光学系统聚焦到极小的范围内,获得大于 10^{17} 瓦/厘米²的功率密度,在焦点附近产生 10^{10} 伏厘米的局部电场,而使激光在加热等离子体上具有独特的优点。可用激光加热聚变材料产生高温、高密度等离子体,并进一步加热等离子体,以引起热核聚变。加热途径可能有以下三种:1.用

激光产生等离子体,并加热到所需的高温;
2. 用激光加热以其他方法产生的等离子体;
3. 用激光产生用以充入现有磁约束的等离子体。目前主要采用第一种。

激光核聚变

laser fusion

以大功率激光照射热核靶材而进行的可控聚变反应,其过程大体是将高度聚焦的激光射到氘、氚等微型靶材上,靶便产生微爆炸,使靶材在膨胀以前即达到足以引发聚变的高温(约 10^8 K),同时主要以14兆电子伏的中子的形式释放聚变能。热核反应堆的设想是将靶材引入小容器内,以激光高速引爆,而产生一系列的微爆炸。以锂再生区吸收中子,将其携带的能量转移给合适的工作液体,用以推进或发电。这种聚变是通过等离子体的惯性来约束,不需传统方式的磁约束。其优点是结构简单,体积小,灵活性好,较为安全。激光核聚变自六十年代初期提出以来,在理论与实验上都有很大的进展,为受控热核聚变开辟了一条重要的、有希望的新途径。

激光向心爆炸

laser implosion

研究计算表明,在激光核聚变研究中,欲以单路激光加热聚变靶材,获得增益为1或更高的能量输出,以证明激光聚变在科学上的可能性,需要的激光能量为 $10^8 \sim 10^9$ 焦耳,大大超过激光目前所达到的技术水平而难于实现。但如采用多路激光,从许多方面以球对称方式同时加热靶材,则由于激光所产生的消融与向心爆炸,可将靶材压缩到液体密度的1万倍,使燃烧效率增高,并利用一部分聚变能量辅助加热,而使所需的激光能量降低至 10^4 焦耳左右,则是当前的激光技术可以做到的。目前已根据这种理论获得初步的压缩效果。如实践证明其切实可行,则将使激光核聚变成为实现可控热核反应的重要

途径之一。

激光光谱学

laser spectroscopy

激光的高单色性、高亮度以及时间、空间相干性都是普通光源所无法比拟的。因此,以激光作光源的光谱技术获得了迅速的发展和广泛的应用。如:激光拉曼光谱、激光吸收光谱、激光诱导荧光光谱、闪光光谱,等等。

由于激光高强度光场所引起的非线性效应,近年又发展了双光子或多光子光谱、饱和吸收光谱。另外,以激光为光源的等离子体光谱、微微秒光谱、声光光谱、光磁双共振等也取得了很大的进展。

激光微区分析

laser microanalysis

利用激光的能量密度高、方向性好等特点,使激光束聚焦在被分析样品上,在微小区域形成高温、高压,从而使样品局部分解、气化、溶解或激发,再配合其他仪器进行分析。这就是激光微区分析。如:激光显微光谱、激光质谱、激光裂解色谱、激光极谱等。

激光微区分析不仅减少分析样品的用量,而且还可以进行无损分析。

激光显微光谱分析仪

laser microspectral analyzer

激光显微光谱分析仪的工作原理是,利用激光能量密度高、方向性好等特点,将激光束聚焦在样品上,使之局部气化,然后经摄谱仪分光记录,进行分析。它由激光器、聚焦系统、辅助激励装置及电源、摄谱仪等四部分组成。

激光显微光谱分析的优点是,可以进行微区分析,所用样品量少,而且可以进行无损分析;样品不须预先处理,可对导体、非导体,透明或不透明样品进行分析,操作简便、快速。

基于上述优点,它在地质、冶金、医学、

电子工业等方面有着广泛的应用。

激光分离同位素

laser isotope separation

由于某一元素的同位素之间核质量、核自旋等核性质的差异,会引起原子光谱或分子光谱的同位素位移。

利用激光单色性好的特点,可以使同位素位移光谱选择性的激发,尔后经物理或化学方法使不同的同位素彼此分开。

激光分离同位素具有分离系数高、工艺简单、分离成本低等特点。

激光诱导化学反应

laser induced chemical reaction

任何化学反应过程实质上都是破坏一类化学键而组成新的化学键。

在一定波长光的作用下,分子中某些化学键会受激而加快振动。这时,就容易与其它分子相互作用而发生键的断裂,并形成新的化合键。

由于激光的单色性好、波长可调等特点,就能选择性地激励某一特定的化学键,这样就能引起我们所要求的化学反应。这就是激光诱导化学反应。

这类反应的特点是,可以控制化学反应的方向;注入反应过程的能量能够合理的利用;反应速度快。

激光裂解色谱

laser pyrolysis gas chromatography
(LPGC)

激光裂解色谱是以激光做为裂解能源的裂解色谱。其原理为:试样受激光的照射,裂解成小的分子,随后由色谱仪记出谱图,这样就可以分析鉴定高聚物。与热裂解色谱相比,其特点是,裂解色谱图比较简单,重复性好,能够比较清楚地反映母体化合物的结构特征。是一种有效的高聚物结构分析技术。

农业激光技术

laser technology in agriculture

激光在农业生产方面的应用还在探索阶段。例如,利用激光培育优良品种;利用激光促进种子的发芽和生长;利用激光提高作物的产量;利用激光加速微生物的代谢;利用激光消除作物病虫害或增强抗病能力;利用激光预测作物的生长速率等。

激光诱变

mutation induced by laser

是用各种不同波长、不同剂量的激光处理作物的种子、植株或其他器官,以引起作物遗传性的改变,产生各种各样的变异,再经过选择或杂交,培育出优良品种的一种方法。

激光育种

breeding with laser

见“激光诱变”。

激光实验室安全守则

safety rules for laser laboratories

激光辐射,附属高压电源,以及激光打靶时喷散出的有害物质,均可对人员造成危害。为保证人员及设备的安全,应该根据实验室的具体情况,制定相应的安全守则。内容可以大致包括几个方面:1. 提高思想认识,加强责任心;2. 个人防护措施的规定;3. 室内环境及激光散射量的控制;4. 安全操作规程;5. 通风设备及通风规定;专用抽气柜的设备与使用;6. 高压系统工作时的声光信号;整流管电压超过15千伏时对软X射线的防护;7. 大功率、大能量激光实验室警戒标识的设置;意外触发情况的防止措施;安全连锁设施的建立;8. 气动激光器高压贮气瓶的防火、防爆措施;化学激光器有毒物质防止溢出的措施;9. 室内易燃易爆物防止受激光意外照射的措施;10. 人员受激光照射量的控制及眼的健康检查制度。

激光生物效应

laser biological effects

激光照射生物体时, 由于激光与生物体的相互作用, 发生了复杂的多种形式的能量转换与吸收, 主要是热效应, 还有光化学效应、压力与冲击效应, 以及电磁效应等。这些理化效应的综合作用, 使受照射部位的组织结构或机能发生变化, 称之为激光生物效应。其表现常因激光波长、能量密度及照射对象的不同而有所不同。一定能量密度的激光(特别是紫外激光), 能使某些直接受照射的大分子, 如酶制剂、核酸、抗原抗体等的性状和结构发生变化。生物色素对不同波长的激光具有选择吸收的特性, 因而易受与其吸收峰值相一致的激光的影响。细胞直接受激光照射时, 其分裂分化及生长过程可能受到影响, 甚至引起染色体畸变, 改变遗传特性等。组织器官直接受激光照射时, 较低能量密度的激光能引起局部表层组织的变化, 能量密度过大时, 可同时引起表层和深层组织的破坏。

激光手术刀

laser scalpel

由于激光束能量高度集中, 聚焦后光斑很少, 可利用它的高温高压作用切割组织, 进行外科手术。这种装置, 称为激光手术刀。用它做手术时, 切口出血少, 不易感染; 切割骨组织速度快, 切口平滑。因此, 适于做多血管实质性脏器的手术(如肝脏手术), 切骨及切除焦痂。如配以导光装置, 还可施行胃内手术、捣碎肾结石及膀胱结石等。但用激光手术刀做手术时, 切口愈合时间较长。

激光在眼科中的应用

laser application in ophthalmology

激光做为眼科的新技术, 已用于治疗多种眼疾患。利用激光的相干性进行眼的全息摄影, 提供了眼科检查记录的新方法。激光的微细光束可用来研究视网膜功能等。

激光治疗眼疾患, 主要用于封闭视网膜裂孔, 激光凝结的优点在于凝固时间短, 凝点面积小, 组织损伤少, 无需麻醉。此外, 以激光封闭视网膜新生血管、治疗前房及玻璃体积血、做虹膜切除及抗青光眼滤过手术等均有一定疗效。利用色素对一定波长激光的选择性吸收作用, 还可治疗眼底色素瘤。

激光治疗肿瘤

tumor treatment with laser

用激光照射含色素的或人工注射色素的肿瘤时, 肿瘤生长会受到抑制, 甚至被破坏。例如, 用红宝石或钕玻璃激光直接照射人体表浅部位的黑色素瘤及局限性血管瘤等, 可得到良好的疗效。对不含色素或不适于用激光直接照射的肿瘤, 还可利用激光作为手术刀, 将肿瘤切除, 其优点是不易产生因手术操作而引起的肿瘤转移。

激光在牙科中的应用

laser application in dentistry

在牙科诊治方面, 已试用激光束去除牙腐质, 熔化珐琅质; 还可能用激光打通牙髓腔, 以达排脓、减压目的。此外, 用激光对牙组织进行微量元素分析, 为研究牙科疾病提供了新途径。

激光治疗皮肤病

dermatosis treatment with laser

用激光治疗某些皮肤血管瘤, 效果甚佳, 治疗息肉、牛皮癣、厚皮病、皮肤溃疡、神经性皮炎等, 也有一定效果。对于皮肤癌, 以激光并用抗癌药进行治疗, 能提高疗效。

激光测大气污染

air pollution measurement with lidar

利用激光雷达遥测大气中的污染物是一种有效的方法。用激光器和发射望远镜向待测空间发射激光, 空间污染物在激光照射下会向各个方向散射出光来, 在激光发射系统近旁安放探测器探测污染物的后向散射光, 利用后向散射光的频率或强度与待测污染物

的性质和浓度的关系测出污染物的种类和浓度。

米氏激光测污雷达(参见“米氏散射激光雷达”)能测量某些污染物的颗粒数量或质量浓度,可用来探测排烟及其扩散状况。

喇曼激光雷达(参见“喇曼散射激光雷达”)可用来监视大气污染状况,或同时测定几种污染物成分和浓度。

激光准直仪

laser collimator

又称激光准直线仪,是一种以激光光束为基准直线,测量轴孔同心度和导轨直线性的光学测量仪器,也可用在建筑、隧道工程、大型设备安装等方面。通常它由两大部分组成,即激光发射系统(一般用氦氖激光器)和光电检测系统。

由于激光准直仪是作为直线性测量基准的,因此对光束的直线性,检测系统的可靠性要求较高。在要求精度高的情况下,还要设法减小激光束的漂移。

激光导向仪

laser alignment telescope

激光导向仪是一种用激光光束来控制运动物体(如掘进机、机车等)的前进方向的新型光学仪器。它由激光发射系统和光电接收系统两大部分组成。激光发射系统一般包括激光源、激光发射望远镜及具有若干运动自由度的工作台三个部分;而装在运动物体上的光电接收系统则包括光电转换,方位显示和方位纠偏等装置。

在只具备激光发射系统的情况下,人们又称其为激光指向仪或激光定向仪等。

在光学经纬仪和水准仪的基础上,加上激光部分而构成的仪器,特称激光经纬仪和激光水准仪。

单晶晶轴激光定向仪

laser crystal orientating instrument

这是用于硅、锗等单晶体的晶轴方向测

定的仪器。基于光点反射晶轴定向的原理,由氦氖激光器产生一束波长为6328埃的红色激光,照射到经表面腐蚀处理过的单晶表面上,从单晶的光反射图像的对称性来确定晶轴方向。

由于激光的方向性好、亮度高,大大提高了晶轴定向的精度,摆脱了以往必须在暗室内操作的状况,替代了以白炽灯聚焦光作为光源的晶轴定向仪。

激光电视

laser television

在普通的电视系统中,是用阴极射线管来显示图像的,但自从大功率可见激光产生后,也可利用激光来显示图像,一般称为激光电视。其工作原理是,可见的连续激光,经过光调制器(声光调制或电光调制),使光强受到电视图像信号的调制,然后再经过偏转器(声光偏转、电光偏转或机械偏转),进行平面扫描,使图像在屏幕上显示出来。

此外,以半导体激光器列阵作屏幕的激光电视也在研制中。

激光武器

laser weapon

指利用激光辐射能量摧毁战斗目标或使其丧失战斗力的一类武器。主要由强激光器系统、目标搜索与跟踪系统、辐射能发射聚焦系统,以及指挥控制系统等组成。

激光武器的突出特点有:辐射能量以光束射向目标,使目标在一定程度上丧失回避的机动性;光束惯性小,射击时反冲不大,可迅速改变射击方向不致影响命中率,也可在高速运载工具上向任意方向发射。

研制中的激光武器分战术应用和战略应用两个方面。前者包括反击低空飞机、战术导弹、坦克、破坏敌方侦察和指控系统、以及使敌人激光致盲等。后者包括拦截洲际弹道导弹或宇宙飞行器、引爆氢弹和推进反导弹导弹等。

目前激光武器仍处于设想、探索阶段,尚有较多技术问题须要解决。美帝、苏修把它的威力竭力夸大,说成“死光武器”,纯属战争讹诈,必须予以揭露和批判。

激光阵列

laser array

单台激光器在距离为 R 的目标上产生的照度为 $E_r = 4ET/\pi(R\theta)^2$ (焦耳/单位面积),式中 E 为激光器输出总能量; T 为大气透过系数; θ 为激光发散角。显然,若在几十公里外的目标上造成很高的照度,对激光器的输出能量和发散角都将提出很高的要求,同时还要求很大口径的发射望远镜。为了提高目标上的照度可采用多台(如 N 台)激光器的组合系统。从物理光学中 N 缝衍射可知,其中央主极大的强度为单缝在同一观测点产生的照度的 N^2 倍,若把 N 台激光器实现一定的相位同步组合,利用它们之间的干涉效应,获得更合理的远场分布,从而把

激光能量压缩到一个更狭窄的空间范围内,在目标上造成 N^2 倍的照度。这就是激光阵列技术。

强激光大气传输

atmospheric propagation of high energy laser

地球大气是一种不均匀的光学介质,它对激光传输的影响是激光远程应用,特别是地面激光辐射武器的重大问题之一。它不仅关系到激光波长和发射方式的选择,而且还关系到工程上能否实现的问题。在传输通道内气体中的吸收、加热所产生的“热晕”、电离和击穿,将使强激光束到达靶面的能量大大降低;大气的其它非线性效应也将引起激光束相干性变坏和能量损失。由于强激光束能明显改变大气介质的光学性质,产生严重的非线性效应,所以强激光束大气传输问题比普通弱光传输(参见“激光通信”)更为突出。

英 文 索 引

- | A | 页码 | | 页码 |
|--|---------|---|--------|
| absolute optical frequency measurement | 28-102 | Brewster window | 28-56 |
| absorption coefficient of light | 28-10 | brightness of laser beam | 28-26 |
| absorption cross section | 28-11 | "broken in" | 28-44 |
| accuracy of laser ranging | 28-109 | | |
| acousto-optic deflector | 28-90 | C | |
| acousto-optic effect | 28-88 | cagelike structure | 28-43 |
| acousto-optic materials | 28-89 | carbon dioxide laser | 28-33 |
| acousto-optic modulation | 28-90 | ✓ catastrophic degradation of semiconductor laser | 28-39 |
| acousto-optic Q-switching | 28-82 | cavity dumping | 28-83 |
| active ions | 28-51 | channel multiplexing | 28-114 |
| active medium | 28-16 | characteristic curve of film | 28-72 |
| active optical fiber | 28-117 | chemical laser | 28-47 |
| air pollution measurement with lidar | 28-123 | chemical pumping | 28-28 |
| alignment | 28-113 | circulating liquid laser | 28-44 |
| allowable subject moving speed | 28-75 | circulating liquid laser cell | 28-44 |
| AM-CW laser ranging | 28-107 | ✓ cladding technique | 28-31 |
| amplifying technique for light pulse | 28-95 | ✓ close-packed pumping system | 28-59 |
| ✓ amplitude transmittance | 28-72 | CO ₂ gasdynamic laser | 28-49 |
| ✓ analyser | 28-54 | coherence | 28-4 |
| ✓ analyzer | 28-54 | coherence length | 28-5 |
| angle of divergence of the Gaussian beam | 28-23 | coherence length in optical harmonic generation | 28-64 |
| antenna gain | 28-114 | coherent detection | 28-118 |
| aperture effect | 28-65 | coherent optical information processing | 28-76 |
| aprotic liquid laser | 28-42 | CO laser | 28-34 |
| argon ion laser | 28-33 | collision broadening | 28-13 |
| astronomical refraction | 28-116 | collision of the first kind | 28-16 |
| atmospheric damping | 28-115 | collision of the second kind | 28-16 |
| atmospheric propagation of high energy laser | 28-125 | color center | 28-53 |
| atomic gas laser | 28-32 | color holography | 28-70 |
| auto-collimator | 28-57 | complete inversion | 28-48 |
| ✓ avalanche breakdown semiconductor laser | 28-41 | compression technique of light pulse | 28-94 |
| average output power of pulse | 28-25 | computer-generated filter | 28-79 |
| | | computer-generated hologram | 28-71 |
| B | | concentric resonator | 28-21 |
| ✓ beacon light beam | 28-114 | confocal resonator | 28-21 |
| beam divergence angle | 28-25 | continuous krypton lamp | 28-60 |
| beam ratio | 28-20 ? | cooperative target | 28-108 |
| beam splitter | 28-56 | coupled cavity technique | 28-92 |
| biaxial crystal | 28-7 | conversion efficiency of SHG | 28-63 |
| ✓ breeding with laser | 28-122 | critical angle | 28-3 |
| Brewster angle | 28-56 | CW laser | 28-27 |
| | | cylindrical cavity | 28-58 |

D

degeneracy of energy level	28-8
degree of polarization	28-6
density	28-72
dermatosis treatment with laser	28-123
DFB laser	28-50
dichromated gelatin	28-75
diffraction coupling	28-20
diffraction efficiency	28-71
✓ diffraction grating	28-6
diffraction-limited fields	28-115
diffraction loss	28-20
diffraction of light	28-5
diffuse-reflective cavity	28-59
diode pumping	28-28
direct detection	28-118
direction fluctuation	28-116
disk laser	28-31
distributed feedback laser	28-50
distributed-feedback semiconductor laser	28-41
Doppler broadening	28-13
double-discharge technique	28-36
double heterojunction laser	28-40
double refraction	28-6
dye cell	28-46
dye laser	28-45
dye Q-switching	28-83

E

earthquake measurement with laser	28-100
EBP	28-28
edge function	28-78
efficiency of chemical laser	28-48
Einstein's coefficients	28-10
Einstein's relation	28-10
electron-beam preionization technique	28-37
electron-beam pumped semiconductor laser	28-41
electron beam pumping	28-28
electro-optic deflector	28-91
electro-optic effect	28-85
electro-optic modulation	28-89
electro-optic Q-switching	28-82
ellipsoidal cavity	28-58
elliptical-cylindrical cavity	28-58
end-pumping	28-29
energy level	28-8
energy level diagram	28-8
energy level diagram of the dye molecule	28-45
erbium laser	28-30

excitation spectrum	28-12
excited state	28-8
exploding film Q-switching	28-83
explosion pumped gasdynamic laser	28-49
✓ exposure	28-72
external quantum efficiency	28-39
extinction ratio	28-87
extinction test	28-109

F

Fabry-Perot etalon	28-56
Fabry-Perot interferometer	28-56
Fabry-Perot resonator	28-19
face-pumping	28-28
Faraday effect	28-87
far field pattern	28-26
far-infrared molecular laser	28-35
fiber laser	28-51
FM-CW laser ranging	28-108
✓ fluorapatite (FAP)	28-52
✓ fluorescence	28-11
fluorescence branching ratios	28-12
fluorescence conversion efficiency	28-12
fluorescence lifetime	28-12
fluorescence linewidth	28-13
fluorescence spectrum	28-12
flowing gas CO ₂ laser	28-33
FM laser	28-50
forbidden transition	28-10
Fourier transform lens	28-80
Fourier transform performed by lens	28-76
four-level system	28-15
frequency division multiplexing	28-119
frequency-modulating laser	28-50
frequency-offset-lock	28-98
frequency pulling effect	28-24
frequency stabilization of laser	28-95
frequency stabilized carbon dioxide laser	28-35
frequency stabilized He-Ne laser	28-35
frequency tuning in parametric oscillation	28-66
frequency up-conversion	28-66
Fresnel number of resonator	28-21
fundamental mode	28-22

G

GaAs P-N junction injection laser	28-38
gain by one path	28-17
gain coefficient of medium	28-16
gain curve of medium	28-16
gain of light	28-16

[illegible]

laser application in ophthalmology	28-123	laser receiver	28-112
laser array	28-125	laser satellite ranging	28-111
laser beam focusing	28-103	laser scalpel	28-123
laser biological effects	28-123	laser skin protection	28-99
laser ceilometer	28-110	laser solution	28-43
laser collimator	28-124	laser spectroscopy	28-121
laser communication	28-111	laser technique in computers	28-119
laser crystal orientating instrument	28-124	laser technology in agriculture	28-122
laser cutting	28-104	laser television	28-124
laser damage in crystal	28-54	laser transmission	28-115
laser damage in glass	28-54	laser transmitter	28-111
laser damage in optical coatings	28-54	laser trimming	28-105
laser deposition of conductor pattern	28-105	laser weapon	28-124
laser diagnosis of plasma	28-120	laser welding	28-104
laser Doppler radar	28-110	laser with strip geometry	28-40
laser Doppler velocity measurement	28-102	Laval nozzle	28-50
laser drilling	28-103	lead welding with laser	28-104
laser dye	28-45	life time of the level	28-10
laser dynamic balancing	28-103	light amplitude modulation	28-85
laser evaporation and deposition	28-105	light deflection	28-90
laser eye protection	28-98	light frequency modulation	28-85
laser fracturing	28-104	light intensity modulation	28-84
laser frequency stability, resettability,		light phase modulation	28-85
reproducibility	28-96	light polarization modulation	28-84
laser fusion	28-121	light pulse modulation	28-90
laser grooving	28-105	light rings	28-4
laser gyro	28-101	light self-trapping	28-68
laser heating of plasma	28-120	light traveling modulator	28-84
laser implosion	28-121	line width	28-12
laser induced chemical reaction	28-122	linear absorption frequency stabilization	28-97
laser interferometer	28-99	linear electro-optic effect	28-86
laser interferometer with auto-photoelectrical		linear optical system	28-77
counting	28-101	linear space-invariant optical system	28-78
laser interferometry	28-99	Lippmann holography	28-70
laser isotope separation	28-122	liquid gate	28-80
laser length standard	28-99	liquid laser	28-42
laser linewidth	28-26	liquid laser cell	28-44
laser localized heating	28-105	longitudinal mode	28-22
laser lunar ranging	28-111	longitudinal mode selection	28-91
laser material processing	28-102	Lorentzian lineshape	28-14
laser machines	28-103	loss by one path	28-17
laser microanalysis	28-121	loss of resonator	28-20
laser microspectral analyzer	28-121		
laser oscillation condition.	28-17	M	
laser oscillator	28-27	magneto-optic effect	28-87
laser precision length measurement	28-100	magneto-optic materials	28-75
laser protective eyewear	28-98	magneto-optic modulation	28-80
laser pump cavity	28-58	matching angle	28-64
laser pumping	28-28	measurement of thermal conductivity by	
laser pyrolysis gas chromatography		laser	28-102
(LPGC)	28-122	mechanico-optic deflector	28-90
laser ranging	28-106	mercury-arc lamp	28-60

metallic vapor laser	28-32	off-axis holography	28-70
metastable state	28-10	optical axis	28-7
Mie scattering	28-116	optical beam addressable storage	28-129
Mie's scattering laser radar	28-110	✓ optical beam expander	28-80
minimum ranging distance	28-108	✓ optical biasing	28-87
mode competition	28-23	✓ optical convolution	28-81
mode degeneracy	28-23	✓ optical correlation	28-80
mode hopping	28-23	✓ optical defects of crystals	28-53
mode locking by amplitude modulation	28-93	optical electronics	28-2
mode-locking by frequency modulation or FM		optical Faraday rotation isolator	28-88
type of mode-lock	28-94	optical fiber wave guide	28-117
mode locking technique	28-92	optical frequency standard	28-109
mode pulling effect	28-24	✓ optical heterodyne detection	28-118
mode selecting technique	28-91	optical information processing	28-76
mode selection by Fabry-Perot etalon	28-92	optical lens wave guide	28-117
mode selection by pinhole	28-91	optical matched filter	28-79
mode selection by short-cavity	28-91	optical modulator	28-84
mode volume	28-22	optical parametric amplification	28-65
molecular gas laser	28-32	optical parametric oscillation	28-66
molecular hydrogen laser	28-34	optical path	28-3
multi elliptical-cylindrical cavity	28-58	optical path difference	28-3
multi-photon absorption	28-68	optical pump	28-28
✓ mutation induced by laser	28-122	optical pumping	28-28
N			
natural width	28-13	optical resonator	28-19
✓ NdUP laser	28-30	optical resonator of P-N junction laser	28-38
near field pattern	28-26	optical spectrum analysis	28-80
negative absorption	28-16	optical storage	28-119
✓ neodymium crystal laser	28-30	✓ optical strobe	28-112
neodymium glass	28-52	optical testing with laser	28-101
neodymium glass laser	28-29	optical transfer function (OTF)	28-78
✓ neodymium pentaphosphate laser	28-30	optical wave	28-2
Nicol prism	28-54	optical wave guide transmission	28-116
nitrogen molecular laser	28-35	order of interference	28-4
noble gas laser	28-32	ordinary light and extraordinary light	28-6
noise of laser	28-26	✓ organic chelate liquid laser	28-42
✓ noise of laser ranger	28-108	outer cavity modulation	28-84
non-coherent detection	28-117	output characteristics of laser	28-25
non-critical phase matching	28-65	output energy of pulse	28-25
non-destructive test	28-74	output power density	28-25
nonlinear absorption	28-11	output power stability	28-25
nonlinear optics	28-62	output ratio of Q-switching to free	28-19
nonlinear optical coefficients	28-63	running	28-87
nonlinear optical crystal	28-62	P	
nonlinear optical effect	28-62	package sealing with laser	28-104
✓ nonlinear photomixing	28-65	parametric oscillator threshold conditions	28-66
nozzle	28-46	partial inversion	28-48
nuclear pumping	28-28	passive cavity frequency stabilization	28-96
O			
object wave	28-70	passive mode-locking	28-94
		passive resonant cavity	
		pattern recognition	28-81

peak output of pulse	28-25	quasicontinuous operation	28-27
phase fluctuation	28-116	quasi-traveling absorption frequency stabilization	28-98
phase matched for parametric processes	28-65	Q-spoiling	28-82
phase matching	28-64	Q-switching	28-82
phase velocity	28-3	Q value of cavity	28-21
phosphorous oxychloride	28-43		
phosphorous oxychloride-thienyl chloride liquid laser	28-42	R	
photo-elastic effect	28-88	radiationless transition	28-9
photon	28-7	radiation transition	28-9
pin-electrode discharge technique	28-36	Raman laser	28-67
planar dielectric waveguide	28-57	Raman scattering laser radar	28-110
plane parallel resonator	28-19	ranging theodolite	28-111
plasma generation with laser	28-120	Rayleigh scattering	28-115
Pockels cell	28-86	receiving aperture	28-112
Pockels effect	28-86	recording medium	28-71
point-by-point storage	28-120	reference wave (beam)	28-70
point spread function	28-78	refractive index	28-3
polarization of laser output	28-26	relative aperture	28-113
polarization of light	28-6	relaxation oscillation	28-18
polarizer	28-54	repititive frequency laser	28-27
population inversion	28-14	resolution of laser ranging	28-109
power conversion efficiency	28-39	resolvable spots	28-90
power spectrum	28-77	resonance energy transfer	28-16
power supply for solid laser	28-60	retroreflector	28-109
precision of laser ranging	28-109	rotating mirror Q-switching	28-82
PTM	28-83	rotational levels	28-9
pulse bandwidth	28-25	ruby	28-52
pulsed gasdynamic laser	28-49	ruby laser	28-29
pulsed laser rangefinder	28-107		
pulsed laser ranging equations	28-106	S	
pulse repetition frequency	28-25	safety rules for laser laboratories	28-122
pulse spike	28-18	saturable absorber	28-83
pulse transmission mode operation	28-83	saturable absorption Q-switching	28-83
pumping	28-27	saturated absorption	28-11
pumping efficiency	28-28	saturated absorption frequency stabilization	28-97
pumping lamp	28-59	saturation parameter	28-17
pumping rate	28-27	scattering particles	28-53
pumping technology for the dye laser	28-46	second harmonic generation (SHG)	28-63
pump rate distribution	28-27	self-focusing	28-68
pump saturation in optical parametric oscillators	28-66	self-focusing optical fiber	28-117
pupil function	28-78	self-induced transparency	28-68
pure chemical laser	28-47	self mode-locking	28-94
		semiconductor laser	28-37
Q		semiconductor laser array	28-41
quadratic electro-optic effect	28-86	sensitizing agent	28-51
quality factor of resonator	28-21	shaping technique for light pulse	28-96
quantum electronics	28-1	SHG	28-63
quantum number	28-8	SHG inside the laser resonator	28-63
quarter wave plate	28-56		

silicate-oxyapatite (SOAP)	28-53
silver halide photographic emulsions	28-74
✓ simmer operation	28-60
single frequency laser	28-50
single heterojunction laser	28-39
single mode operation	28-26
single pulse laser	28-27
✓ slab laser	28-31
✓ slope efficiency	28-26
small-signal gain	28-17
✓ solar pumping	28-28
solid laser	28-29
space-bandwidth product	28-77
space-invariance	28-78
spatial carrier	28-74
spatial coherence	28-5
spatial domain and spatial frequency	
domain	28-77
spatial filter	28-79
spatial filtering	28-79
spatial frequency	28-77
spatial intensity distribution of laser	
beam	28-25
spatial modulation	28-79
✓ spatial sorting	28-118
speckle effect	28-72
spectra	28-11
spectral line	28-11
spectral line of absorption	28-11
spectral line of emission	28-11
spectroscopic terms	28-8
spherical cavity	28-58
✓ spin-flip Raman laser	28-67
✓ split of energy level	28-9
spontaneous emission	28-9
spontaneous transition	28-9
stability of resonator	28-20
stable resonator	28-20
Stark effect	28-9
state at negative temperature	28-14
states and energy levels of the atom	
(ion)	28-7
statistical weight of the level	28-8
stimulated Brillouin scattering	28-68
stimulated emission	28-10
stimulated Raman scattering SRS	28-66
sub-carrier FM-CW laser ranging	28-108
superradiance	28-24
supersonic flow nozzle	28-49
surface active agent	28-46
switching angle	28-87
switching time	28-87

T

target properties	28-108
temporal coherence	28-4
tensor of polarizability	28-7
the law of reflection	28-2
the law of refraction	28-2
the modes of optical cavity	28-22
✓ thermal-lensing compensation	28-29
✓ thermal-optical distortion	28-45
thermal transition	28-9
✓ thermoplastic materials	28-72
thickness measurement with laser	28-101
thin film laser	28-51
three-level system	28-14
threshold current	28-39
threshold current density	28-39
threshold value	28-17
time division multiplexing	28-119
✓ time sorting	28-118
total inversion	28-48
total reflection	28-3
transfer chemical laser	28-47
transition between the states	28-9
transition probability	28-9
transmitting aperture	28-112
transversely excited atmospheric chemical	
laser	28-48
transversely excited atmospheric pressure	
CO ₂ laser	28-34
transverse mode	28-22
transverse mode-locking	28-93
transverse mode selection	28-91
triple state quench agent	28-46
tumor treatment with laser	28-123
tunable laser	28-50
tuning technology for the dye laser	28-47
✓ turbulence effect	28-116
two-frequency gas laser	28-36
two-photon absorption	28-68
two photon fluorescence method	28-94

U

ultrashort light pulse	28-94
ultraviolet laser	28-50
underwater laser radar	28-110
uniaxial crystal	28-7
unstable resonator	28-20
UV laser	28-50

		X-ray laser	28-51
V			
velocity matching	28-90		
vibrational levels	28-8		
vibration measurement with laser	28-100		
visual angle	28-112		
W			
Waist of Gaussian beam	28-23		
wave front matching	28-114		
wavefront reconstruction	28-69		
waveguide gas laser	28-36		
wave plate	28-55		
weather laser radar	28-109		
white-box system	28-59		
X			
xenon flash lamp	28-54		
Y			
		YAG laser	28-30
		YAP laser	28-30
		yttrium aluminate (YAP)	28-52
		yttrium aluminate laser	28-30
		yttrium aluminium garnet (YAG)	28-52
		yttrium aluminium garnet laser	28-30
Z			
		Zeeman effect	28-9
		Zeeman effect frequency stabilization	28-97
		zero-difference detection	28-118
		zig-zag solid laser	28-31
		zone melting with laser	28-105 X